

# **Wechselwirkung des Sonnenwinds mit nicht-magnetisierten planetaren Körpern: Hybrid-Simulationen zu Mond und Venus**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr.rer.nat.)  
genehmigte  
Dissertation

von Stefan Wiehle  
aus Erfurt

## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Uwe Motschmann  
2. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier  
eingereicht am: 07. Januar 2014  
mündliche Prüfung (Disputation) am: 15. April 2014

ISBN 978-3-944072-05-0

uni-edition GmbH 2014  
<http://www.uni-edition.de>  
© Stefan Wiehle



This work is distributed under a  
Creative Commons Attribution 3.0 License

Printed in Germany

## Vorveröffentlichungen aus der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik und Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

### Publikationen

**Wihle, S.**, Plaschke, F., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., Auster, H. U., Angelopoulos, V., Mueller, J., Kriegel, H., Georgescu, E., Halekas, J., Sibeck, D. G., McFadden, J. P., 2011, *First lunar wake passage of ARTEMIS: Discrimination of wake effects and solar wind fluctuations by 3D hybrid simulations*, Planet. Space Sci., 59, 661-671

### Tagungsbeiträge

**Plaschke, F.**, Wihle, S., Angelopoulos, V., Auster, H. U., Georgescu, E., Glassmeier, K.-H., Motschmann, U., Sibeck, D. G., *First results from ARTEMIS lunar wake crossing: observations and hybrid simulation*, American Geophysical Union Fall Meeting, San Francisco, USA, 13. - 17. Dez. 2010 (Poster)

**Wihle, S.**, Plaschke, F., Angelopoulos, V., Auster, H. U., Glassmeier, K.-H., Kriegel, H., Motschmann, U., Mueller, J., *Dynamic Hybrid Simulation of the Lunar Wake During ARTEMIS Crossing*, American Geophysical Union Fall Meeting, San Francisco, USA, 13. - 17. Dez. 2010 (Poster)

**Wihle, S.**, *Simulation der Plasmaumgebung des Mondes und Vergleich mit ARTEMIS-Daten*, Oberseminar, Institut für Geophysik und Extraterrestrische Physik (IGEP), TU Braunschweig, 08. Feb. 2011 (Vortrag)

**Wihle, S.**, Plaschke, F., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., Auster, H. U., Angelopoulos, V., Mueller, J., Kriegel, H., Georgescu, E., Halekas, J., Sibeck, D. G., McFadden, J. P., *Dynamische Hybrid-Simulation der Plasmaumgebung des Mondes während des ersten ARTEMIS-Vorbeiflugs*, 71. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft gemeinsam mit der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Forschung in Köln, 21. - 24. Feb. 2011 (Vortrag)

**Wihle, S.**, Motschmann, U., Fränz, M., *Hybrid simulations of Venus' ionospheric magnetization states*, Solar System Seminar, Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau, 18. Jan. 2012 (Vortrag)

**Wiehle, S.,** Motschmann, U., Fränz, M., *Hybrid simulations of Venus' dynamic plasma environment*, Rocks'n'Stars, Göttingen, 08. - 11. Okt. 2012 (Poster)

**Wiehle, S.,** Motschmann, U., Fränz, M., *Hybrid simulations of Venus' dynamic plasma environment*, Solar System Seminar, Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau, 05. Dez. 2012 (Vortrag)

**Wiehle, S.,** Motschmann, U., Fränz, M., *Hybrid simulations of Venus' ionospheric magnetization states*, European Geosciences Union (EGU) General Assembly, Wien, Österreich, 07. - 12. Apr. 2013 (Poster)

**Wiehle, S.,** Motschmann, U., Fränz, M., *Hybrid simulations of Venus' dynamic plasma environment*, American Geophysical Union Fall Meeting, San Francisco, USA, 09. - 13. Dez. 2013 (Vortrag)



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden numerische Simulation der Sonnenwindwechselwirkung am Mond und an der Venus durchgeführt. Hierzu wird der 3D-Hybrid-Simulationscode A.I.K.E.F. verwendet. Die Simulation des Mondes basieren dabei auf dem ersten Vorbeiflug der Sonde ARTEMIS P1 hinter dem Mond. Im Rahmen einer dynamischen Echtzeit-Simulation werden die Anströmbedingungen des Sonnenwinds kontinuierlich anhand angepasster Daten aus der NASA-OMNI-Datenbank variiert und können so sehr genau die von der Sonde hinter dem Mond gemessenen Daten reproduzieren. Zudem zeigt die Betrachtung des Magnetfelds in der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung eine Art Friedrichs-Diagramm hinter dem Mond mit den drei grundlegenden MHD-Moden Fast, Alfvénisch und Slow, die anhand ihrer jeweils charakteristischen Signatur identifiziert werden können.

Die Simulationen der Venus zielen zunächst auf die Untersuchung der ionosphärischen Magnetisierungszustände ab, die Abhängigkeit der Höhe der magnetischen Aufstauung vor der Ionosphäre vom Anströmdruck des Sonnenwindes konnte in den Simulationen reproduziert werden. Weitere Untersuchungen zeigen die Effekte eines Sektordurchgangs des Sonnenwindmagnetfeldes: Fossile Felder erreichen auf der Tagseite wie auch im Tail jeweils nur Lebensdauern von wenigen Minuten, die Neuausprägung des Bereichs mit umgekehrter  $y$ -Komponente des Magnetfelds beansprucht jedoch etwa 30 Minuten, da dieser Effekt durch die langsamen planetaren Ionen verursacht wird.

Die Wechselwirkung beider Körper weist viele Gemeinsamkeiten auf, obwohl der ionosphärenlose Mond und die mit starker Ionosphäre ausgestatte Venus prinzipiell in unterschiedliche Kategorien der Wechselwirkung eingeordnet werden. Beide zeigen jedoch eine direkte Abhängigkeit der Wechselwirkungsstrukturen von der Richtung des Sonnenwindmagnetfelds, außerdem jeweils eine sehr lange nachtseitige Struktur (Wake bzw. Tail), die aus den sehr schnellen Anströmbedingungen des Sonnenwindes resultiert.



## Abstract

Numerical simulations of the solar wind interaction with Moon and Venus are performed in this work, applying the A.I.K.E.F. 3D hybrid simulation code. The Moon simulations are based on the first flyby of the ARTEMIS P1 probe behind the Moon. In a dynamic real time simulation, the solar wind upstream parameters are constantly adapted using shifted data from the NASA OMNI database, reproducing the data measured behind the Moon in very good agreement. Additionally, a look at the magnetic field in the plane perpendicular to the upstream direction shows the formation of a structure resembling a Friedrichs diagram behind the Moon; the three basic MHD modes fast, Alfvénic and slow can be identified by their characteristic signatures.

The simulations of Venus first focus on the reproduction of the ionospheric magnetization states. The dependency of the magnetic pile-up altitude on the solar wind upstream pressure is reproduced in the simulations. Further investigations show the effects of a solar wind magnetic field sector boundary crossing: while fossil fields on day- and nightside only show a lifetime of a few minutes, the reformation of the area of reversed magnetic field y-component requires about 30 minutes, as this effect is caused by the slow planetary ions.

The interaction of both bodies shows many similarities, although the Moon without an ionosphere and Venus with a strong ionosphere belong to different categories of interaction. Common features for both include the direct dependency of the interaction structures from the solar wind magnetic field direction and a very extended nightside structure (wake or tail, respectively), caused by the very fast upstream conditions of the solar wind.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Charakterisierung der betrachteten Körper</b>	<b>15</b>
2.1	Mond . . . . .	15
2.1.1	Missionen . . . . .	16
2.1.2	Plasmawechselwirkung . . . . .	17
2.2	Venus . . . . .	19
2.2.1	Missionen . . . . .	20
2.2.2	Pioneer Venus . . . . .	20
2.2.3	Venus Express . . . . .	21
2.2.4	Ionosphäre . . . . .	23
2.2.5	Plasmawechselwirkung . . . . .	24
2.2.6	Ionosphärische Magnetisierung . . . . .	26
2.3	Vergleich der Wechselwirkungen . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Der Hybrid-Code A.I.K.E.F.</b>	<b>31</b>
3.1	Grundlagen des Hybrid-Codes . . . . .	31
3.2	Arbeitsweise des Codes . . . . .	34
3.2.1	Grundlegende Abläufe . . . . .	34
3.2.2	Gitterverfeinerung . . . . .	35
3.2.3	Sonnenwind . . . . .	37
3.2.4	Planetare Ionen . . . . .	38
3.3	Dynamische Randbedingungen . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Simulationen</b>	<b>43</b>
4.1	Simulation des ARTEMIS-Vorbeiflugs am Mond . . . . .	43
4.1.1	Die ARTEMIS-Mission . . . . .	43
4.1.2	Messdaten und Simulationsanpassung . . . . .	44
4.1.3	Stationäre Simulation . . . . .	47
4.1.4	Dynamische Simulation . . . . .	53
4.1.5	MHD-Wellenausbreitung im Mondwake . . . . .	57
4.2	Simulationen der Venus-Wechselwirkung . . . . .	61
4.2.1	Ausgangssituation . . . . .	61
4.2.2	Modellierung der Ionosphäre . . . . .	62
4.2.3	Studien verschiedener Simulationsparameter . . . . .	67
4.2.3.1	Die Ionosphäre als Hindernis . . . . .	68

4.2.3.2	Simulationen ohne Planeten . . . . .	70
4.2.3.3	Ionenproduktionsrate . . . . .	73
4.2.3.4	Einfluss der Elektronentemperatur . . . . .	75
4.2.4	Ionosphärische Magnetisierung . . . . .	77
4.2.4.1	Einfluss der Resistivität . . . . .	77
4.2.4.2	Einfluss der Simulationsauflösung . . . . .	79
4.2.4.3	Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit . . . . .	83
4.2.5	Sektordurchgang im Sonnenwind . . . . .	85
4.2.5.1	Tagseitige Fossile Felder . . . . .	86
4.2.5.2	Nachtseitige Fossile Felder . . . . .	89
4.2.5.3	Umgekehrte $B_Y$ -Komponente . . . . .	93
4.3	Vergleich der Sonnenwindwechselwirkung . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>103</b>

# 1 Einleitung

Die Erforschung des Weltraums fasziniert die Menschheit seit Urzeiten. Was mit dem bloßen Auge begann und später mit Fernrohren verbessert wurde, konnte mit der Raketentechnik des 20. Jahrhunderts entscheidend erweitert werden: erstmals waren nun In-situ-Beobachtungen möglich, Missionen mit Raumsonden zum Mond und zu anderen Planeten des Sonnensystems wurden konzipiert. Auf anderen Planeten weichen geologische, atmosphärische und solare Bedingungen stark von denen auf der Erde ab - es bedarf Vor-Ort-Analysen, um die entsprechenden Informationen zu sammeln und dem Zusammenwirken breit gefächelter Wissenschaftsgebiete, um sie in Gänze zu analysieren. Wegen der geringen Entfernung boten sich für solche Missionen drei planetare Körper besonders an: der Erdmond, mit Abstand das nächste Objekt am Nachthimmel, sowie Venus und Mars, die Nachbarplaneten der Erde. Neben der Beschaffenheit der Körper selbst, wie beispielsweise Gesteinsart, Kraterstrukturen auf der Oberfläche oder atmosphärischer Zusammensetzung, ist auch die Wechselwirkung mit dem umgebenden Sonnenwind Gegenstand vieler Untersuchungen und Zweck vieler Instrumente an Bord.

Neben den Instrumenten sind es die Missionsplanung und der Transport in den Weltraum, die die anfänglichen Kosten einer wissenschaftlichen Raumsonde bestimmen. Folgekosten fallen ab der Ankunft am Zielobjekt an, wenn die gemessenen Daten empfangen, verarbeitet und interpretiert werden müssen. Nicht zuletzt wegen dieser Kosten ist es das Ziel, eine Mission so effizient und erkenntnisfördernd wie möglich zu gestalten. Weltraum-Plasmasimulation können hier an zwei Stellen helfen: zum einen bei der Missionsplanung, zum anderen und im wesentlichen Teil bei der Interpretation. Für die Missionsplanung werden Plasmasimulationen benötigt, wenn das Objekt bisher noch nie in situ untersucht wurde oder die genaue Plasmaumgebung nicht bekannt ist. Hierfür ist es einerseits hilfreich zu wissen, in welchen Größenordnungen die gemessenen Parameter (z.B. das Magnetfeld) liegen, damit die Instrumente entsprechend konstruiert werden können, andererseits kann so bestimmt werden, an welchen Stellen man Plasmagrenzschichten erwarten kann, um die Flugbahn der Raumsonde entsprechend anzupassen. Die Interpretation der gemessenen Daten erfolgt zuerst natürlich von denjenigen, die die Rohdaten verarbeiten, z.B. mit speziellen Algorithmen korrekt ausrichten oder kalibrieren. Die Positionen von Übergängen lassen sich anhand von Sprüngen im Magnetfeld, in Teilchendichten oder in der Temperatur so bereits gut erkennen. Allerdings misst eine Raumsonde nur an ihrer Position zum aktuellen Zeitpunkt, sie kann weder Informationen über die zeitliche Entwicklung geben noch über die weiter entfernte Umgebung. Missionen mit mehreren Sonden, die im Formationsflug mehrere Stellen zugleich oder eine Stelle mehr-

fach hintereinander messen, wurden bisher nur im erdnahen Weltraum eingesetzt, so dass diese Option für andere Planeten bisher nicht zur Verfügung steht.

Viele Raumsonden zu Planeten und Monden befinden sich auf Umlaufbahnen um das zu untersuchende Objekt, so dass die gleichen Stellen mehrfach passiert werden können. Jedoch erfolgt dies in einem zeitlichen Abstand von mehreren Stunden oder Tagen - die Sonnenwindbedingungen können sich zwischenzeitlich jedoch stark geändert haben, so dass andere Messergebnisse erzielt werden. So gab es einen recht populären Fall eines scheinbar spektakulären Messergebnisses: die Doppel-Magnetopause am Merkur, über deren Entstehung lange Unklarheit herrschte, sogar die sehr dünne Natrium-Exosphäre wurde als Ursache in Betracht gezogen (Slavin et al. 2008). Müller et al. (2012) konnten in Simulationen jedoch zeigen, dass die Situation auch ohne exosphärische Teilchen und nur durch das Zusammenwirken von Sonnenwindteilchen mit dem Merkur-Magnetfeld entsteht, MESSENGER flog noch dazu genau durch das recht kleine Gebiet, in dem dieser Effekt auftrat. Dieses Beispiel zeigt die Notwendigkeit von Simulationen, die anders als Raumsondendaten die gesamte Umgebung des untersuchten Objekts simulieren und damit häufig umfassendere Rückschlüsse auf die reale Situation erlauben.

Die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit nicht-magnetisierten planetaren Körpern stellt im Sonnensystem zwar keinen Einzelfall dar, mehrheitlich dominieren jedoch andere Wechselwirkungen. Unter den acht Planeten des Sonnensystems verfügen nur Mars und Venus nicht über ein eigenes Magnetfeld. Die meisten größeren Monde wiederum, beispielsweise an Jupiter und Saturn, liegen dauerhaft innerhalb einer Magnetosphäre, so dass sie nicht dem Sonnenwind ausgesetzt sind; der Erdmond hingegen befindet sich tagseitig außerhalb der Erdmagnetosphäre und so überwiegend im Sonnenwind. Während Planeten mit starkem Magnetfeld weitestgehend von Einflüssen des Sonnenwindes geschützt sind, hat bei nicht-magnetisierten Körpern die Sonnenwindwechselwirkung einen entscheidenden Einfluss. So untersuchten Boesswetter et al. (2010) beispielsweise die Sauerstoff-Verlustprozesse am Mars, wodurch Rückschlüsse auf einen früheren Mars-Ozean gezogen werden konnten. Innerhalb einer planetaren Magnetosphäre herrschen überwiegend stabile Anströmbedingungen; das umgebende Magnetfeld wird durch den Planeten erzeugt und ist konstant, das Plasma strömt langsam und gleichmäßig an die Monde heran. Dies ist im Sonnenwind oft anders, hier gibt es viele Fluktuationen, sowohl in Magnetfeldrichtung und -stärke, wie auch in Dichte und Geschwindigkeit der anströmenden Teilchen. Solche teils starken Veränderungen erfolgen im Sonnenwind binnen weniger Minuten, so dass sich die Plasmaumgebung eines Körpers auf diesen sehr kurzen Zeitskalen signifikant ändern kann.

Ein Großteil der vorangegangenen Arbeiten betrachtete dabei stationäre Zustände; während der Simulation werden die Anströmbedingungen des Sonnenwindes bzw. des umgebenden Plasmas konstant gehalten. Jedoch fliegen Raumsonden nicht beliebig schnell, beispielsweise dauert ein Orbit von Venus Express 24 Stunden, davon benötigt das Durchqueren des Bereichs hinter der Bugstoßwelle, wo kein ungestörter Sonnenwind mehr gemessen werden kann, etwa zwei Stunden. In diesem Zeitraum kann sich jedoch der Sonnenwind stark ändern. In stationären Simulationen können diese Änderungen nicht berücksichtigt werden und bedauerlicherweise liegen meist keine gleichzeitigen und lokalen



Daten des ungestörten Sonnenwinds vor. Mit dynamischen Simulationen wird versucht, diese Variationen zu berücksichtigen. Hieraus lassen sich Rückschlüsse auf Übergangszeitskalen ziehen; so zeigten beispielsweise Müller et al. (2010), dass von der Raumsonde Cassini gemessene Magnetfelder am Saturnmond Titan aus dem Sonnenwind stammen, auch während sich Titan bereits wieder in der Saturnmagnetosphäre befand. Ein weiterer Fall ereignete sich am Mond während des ersten ARTEMIS-Vorbeiflugs am 13. Februar 2010, wo wellenartige Strukturen im gemessenen Magnetfeld das jahrzehntelang bekannte Bild der Mond-Sonnenwind-Wechselwirkung ins Wanken zu bringen drohten. Die in Abschnitt 4.1 beschriebene dynamische Simulation dieses Vorbeiflugs ermöglichte jedoch eine Entkopplung der vom Sonnenwind aufgetragenen Störungen von der eigentlichen Wechselwirkung. Für Venus bieten dynamische Simulationen gleich zwei Ansatzpunkte: zum einen wird das Magnetfeld in der Ionosphäre regelmäßig in zwei verschiedenen Zuständen vorgefunden, die in Abschnitt 2.2.6 näher erläutert werden. Diese werden direkt von den Anströmbedingungen des Sonnenwindes beeinflusst, so dass mit variierender Sonnenwindgeschwindigkeit ein Übergang dieser Zustände herbeigeführt werden kann. Die Veränderungen des Sonnenwindes ermöglichen es außerdem, eine Studie ähnlich der von Müller et al. (2010) durchzuführen, indem versucht wird, die Speicherung von Magnetfeld in der hochleitfähigen Ionosphäre bei variablem Sonnenwindmagnetfeld nachzuvollziehen. Weitere Fallstudien, wie die Untersuchung einer umgekehrten  $B_y$ -Komponente auf der Nachtseite der Venus, können ebenfalls mit dynamischen Simulationen untersucht werden.

Für die Simulationen dieser Arbeit wird der A.I.K.E.F.-Simulationscode verwendet (Müller et al. 2011), der in Kapitel 3 noch näher beschrieben wird. Dieser gehört zur Klasse der Hybrid-Codes: die Elektronen werden als masselose Flüssigkeit betrachtet, Protonen und schwerere Ionen jedoch werden kinetisch modelliert. Die räumlichen und zeitlichen Skalen, die mit diesem Code gut simuliert werden können, liegen somit in der Größenordnung der Protonengyration. Damit ist er ideal geeignet, um globale Wechselwirkungen mit nicht-magnetisierten Objekten zu simulieren, bei denen die Sonnenwind-Wechselwirkung in ihrer unmittelbaren Umgebung stattfindet. Für eine Untersuchung der Erde wäre hingegen die Wechselwirkungsregion, die sich wegen des starken Erdmagnetfeldes auf viele Erdradien erstreckt, bereits zu groß. Der Code unterstützt außerdem dynamische Veränderungen des anströmenden Sonnenwinds, so dass diese gut in die Simulation eingebracht werden können. Ebenso ist die Verfeinerung der Gitterstruktur möglich: kleinskalige relevante Bereiche wie die Venus-Ionosphäre können so in deutlich erhöhter Auflösung berechnet werden, während der Rest des Simulationsgebietes numerisch effizient mit niedrigerer Auflösung betrachtet wird.

Zu Beginn dieser Arbeit werden die später betrachteten Körper Mond und Venus mitsamt wichtigen Missionen und Erkenntnissen über ihre Plasmawechselwirkung vorgestellt. Der verwendete A.I.K.E.F.-Simulationscode wird im dritten Kapitel erläutert. Das anschließende vierte Kapitel widmet sich ganz den Simulationen; es beginnt mit dem Mond, wofür ein Vorbeiflug der ARTEMIS-P1-Sonde nachsimuliert wurde. Anschließend werden die Simulationen der Venus beschrieben, wobei zunächst Testszenarien zur Validierung der Ergebnisse und anschließend Resultate aus stationären und dynamischen Simulationen

präsentiert werden. Am Schluss folgt eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen.

## 2 Charakterisierung der betrachteten Körper

In diesem Kapitel sollen die beiden planetaren Körper vorgestellt werden, die beispielhaft für die Sonnenwindwechselwirkung mit unmagnetisierten Objekten stehen: der Mond und die Venus. Bei beiden ist die Menge an Erkenntnissen natürlich abhängig von den Beobachtungen, die gemacht werden konnten. Für die Plasmawechselwirkung erfordert dies meist In-situ-Messungen, die nur mit Raumsonden möglich sind. Daher werden jeweils ausgewählte Missionen vorgestellt, die neue Erkenntnisse über die jeweilige Plasmawechselwirkung geliefert haben. Das Bild dieser Wechselwirkung ist bei beiden Körpern noch nicht vollständig - laufende Mission offenbaren immer wieder neue Details, auch wenn sich am grundlegenden Wechselwirkungsbild nach einer Vielzahl von Missionen nichts mehr ändern wird. Im Verlauf dieses Kapitels wird zuerst der Mond vorgestellt, anschließend die Venus. Am Ende wird ein Vergleich zwischen den beiden Körpern vorgenommen.

### 2.1 Mond

Wegen seiner unmittelbaren Nähe zur Erde ist der Mond derjenige Himmelskörper, welcher bisher am häufigsten von Raumsonden angefliegen wurde. Aber natürlich waren auch sehr viele erdgebundene Beobachtungen möglich, etliche bereits mit dem bloßen Auge oder frühen Ferngläsern. Diese Beobachtungen fokussierten sich anfangs auf die Bahnbewegung und die gut sichtbare Oberflächenstruktur. Somit war auch schon früh die für die Plasmawechselwirkung relevante Tatsache bekannt, dass der Mond über keine Atmosphäre verfügt. Weitere Aussagen konnten jedoch erst mit In-situ-Messungen einiger Mondmissionen getätigt werden, da Plasmawechselwirkungsprozesse optisch meist nicht beobachtbar sind.

### 2.1.1 Missionen

Im Folgenden wird eine Auswahl der für die Messung der Plasmawechselwirkung wichtigsten Mondmissionen gegeben (Williams 2013).

Vor Beginn des Raumfahrtzeitalters war nicht bekannt, ob der Mond nicht vielleicht, wie die Erde, über ein starkes Dipolfeld verfügt. Ein solches müsste sich auch in weiter Entfernung zur Mondoberfläche nachweisen lassen. 1958 sollte die erste Raumsonde überhaupt, die sowjetische Luna 1, zum Mond fliegen, verfehlte diesen jedoch um ca. 6000 km. Ein erhöhtes Magnetfeld in diesem Abstand wurde nicht gemessen, so dass bereits hier über die Nicht-Existenz eines lunaren Magnetfelds diskutiert wurde. Die Nachfolgemission Luna 2 lieferte Magnetfeldmessungen bis zu einem Abstand von 55 km zur Mondoberfläche, wiederum wurden keine Ausschläge des Magnetometers registriert, so dass die Obergrenze des mutmaßlichen lunaren Magnetfeldes auf 50 nT festgelegt werden konnte. Die IMP-1-Mission (Ness et al. 1964), deren eigentliches Ziel die Untersuchung der Sonnenwindwechselwirkung mit der Erde selbst war, geriet in einer Entfernung von ca.  $140 R_M$  (Mondradius  $R_M = 1738$  km) in die Ausläufer des Mond-Wakes (Ness 1965) und war damit die erste Raumsonde, die Anzeichen der Plasmawechselwirkung des Mondes fand.

1967 startete mit Explorer 35 der erste Mondorbiter, der Plasmainstrumente an Bord hatte. Er verblieb bis zur Abschaltung 1973 in einer elliptischen Mondumlaufbahn. Seine Messungen zeigten u.a. die Abwesenheit eines starken lunaren Magnetfeldes, die Abwesenheit einer Bugstoßwelle und ebenso die Abwesenheit konzentrierter Magnetfeldlinien, wie sie bei einem stark leitfähigen Objekt auftreten würden. Gefunden wurden hingegen Bestätigungen des Mond-Wakes. Weitere Messungen im Bereich des Mondes wurden ihm Rahmen des Apollo-Programms durchgeführt, dessen Hauptzweck die erste bemannte Mondlandung war. Die durch Apollo 12, 14, 15 und 16 aufgestellten Bodenmagnetometer stellten hohe Magnetisierung im Gestein von 3 – 327 nT fest (Dyal et al. 1974). Apollo 15 und 16 brachten zudem kleine Satelliten („subsatellites“) in eine niedrige ( $\approx 100$  km) Mondumlaufbahn, welche u.a. Magnetometer an Bord hatten und so magnetische Teilkartierungen der Mondoberfläche ermöglichten (Sharp et al. 1973).

Nach dieser Zeit wurde es deutlich ruhiger im Bereich der Mondforschung, bis 1994 WIND während eines Swing-by-Manövers den Mondwake durchflog und mit besseren Instrumenten neue Ergebnisse lieferte (Ogilvie et al. 1996). Die nächste längere Mission mit Daten zur Sonnenwindwechselwirkung war ab 1998 Lunar Prospektor, welche mit einem Magnetometer und einem Elektronen-Reflektometer ausgestattet war (Lin et al. 1998). Anschließend begann, auch dank neuer Raumfahrtationen, eine neue Welle von Mondmissionen: Der japanische Orbiter Kaguya (Kato et al. 2010) umkreiste von 2007 bis 2009 den Mond, fast zeitgleich dazu auch die chinesische Sonde Chang'E-1 (Huixian et al. 2005). Die indische Mission Chandrayaan-1 (Goswami und Annadurai 2008) befand sich von 2008 bis zum Verlust der Kommunikation 2009 im Mondorbit. Eine noch aktive Mission ist die ARTEMIS-Mission (Angelopoulos 2011); auf diese wird in Abschnitt 4.1 näher eingegangen.

### 2.1.2 Plasmawechselwirkung

Der Mond umkreist die Erde mit einer Umlaufzeit von 27.3 Tagen in einem Abstand von ca. 400000 km, was etwa 62 Erdradien ( $1 R_E = 6368 \text{ km}$ ) entspricht. Seine Bahn ist im Bezug zur Ebene der Ekliptik um  $5.1^\circ$  geneigt, auf der Achse zur Sonne entspricht das einer Höhe von ca.  $5.6 R_E$ . Damit befindet er sich zwar die meiste Zeit im Sonnenwind, beim Durchgang hinter der Erde jedoch ca. 4 Tage lang in der Erdmagnetosphäre (Dyal et al. 1974).

Der Mond verfügt über keine dichte Ionosphäre und auch über keine globale Magnetosphäre. Damit ist seine Oberfläche direkt dem Sonnenwind bzw. dem Plasma der Erdmagnetosphäre ausgesetzt, wo die auftreffenden Teilchen absorbiert werden. Auch ist der Mond kein leitfähiges Objekt, sondern besonders in Oberflächennähe mit einer Leitfähigkeit von ca.  $10^{-7} \text{ S/m}$  (Dyal et al. 1974) sogar ein guter Isolator. Daher gibt es im Gegensatz zu ionosphärischen oder magnetosphärischen Hindernissen auf der Tagseite keine nennenswerte Beeinträchtigung der Plasmaumgebung oder des Magnetfeldes. Trotz der supersonischen Anströmbedingungen entsteht kein Stoß: das Plasma wird absorbiert und muss daher nicht ausweichen, das Magnetfeld diffundiert wegen der hohen Resistivität schnell durch das Hindernis hindurch.

Auf der Nachtseite ist die Präsenz des Mondes hingegen sehr deutlich festzustellen: Durch das absorbierte Plasma entsteht hinter dem Mond zunächst ein Vakuum, welches durch den umgebenden superalfvénischen Sonnenwind nur langsam wieder aufgefüllt werden kann. Die sich so hinter dem Mond ergebende Struktur mit einer Längenausdehnung von vielen Mondradien wird als Wake bezeichnet, Abbildung 2.1 skizziert die Situation: Der eintreffende Sonnenwind wird absorbiert, hinter dem Mond entsteht der Wake (blau).

Diese Wake-Struktur ist geprägt durch eine geringe Teilchendichte und ein gleichzeitig erhöhtes Magnetfeld (Whang und Ness 1970). Dieser Effekt entsteht durch den Druckgradienten  $\nabla p$ , den die Teilchenkavität umgeben von ungestörtem Sonnenwind hervorruft, wie auch in Abb. 2.1 skizziert. Gemäß

$$\mathbf{j}_{\text{dia}} = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.1)$$

führt dieser Dichtegradient zu einem diamagnetischen Strom, der das Magnetfeld im inneren Wake erhöht (Colburn et al. 1967). Für supersonische Geschwindigkeiten wird der Wake über eine Länge von mehreren Mondradien langsam wieder mit Teilchen gefüllt, der Druckgradient  $\nabla p$  liegt somit zum größten Teil senkrecht zum Sonnenwind. Anders sieht es bei langsamen Geschwindigkeiten aus, etwa im Fall des Saturnmonds Rhea, wo der Druckgradient auch eine starke Komponente parallel zum Anströmplasma hat (Simon et al. 2012). Im gasdynamischen Fall wäre die Auffüllung der Wake-Region symmetrisch, im Plasma gibt jedoch das Magnetfeld eine Vorzugsrichtung vor, da die eingefrorenen Sonnenwindteilchen sich nicht senkrecht zu den Feldlinien bewegen können. Bei einem rein sonnenwindparallelen Magnetfeld findet keine Auffüllung des Wakes statt; für diesen Fall ist auch die Erhöhung des Magnetfeldes im Wake maximal, da der Dichtegradient, der das diamagnetische Stromsystem treibt, nicht durch Auffüllung reduziert wird.

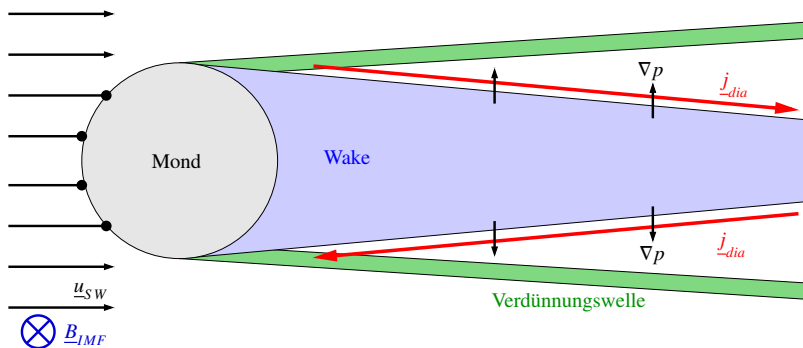


Abbildung 2.1: Skizze der Plasmawechselwirkung des Mondes. Der Sonnenwind wird an der Mondoberfläche absorbiert, das Magnetfeld diffundiert quasi ohne Beeinträchtigung durch das resistive Mondgestein, auf der Tagseite gibt es daher keine signifikanten Wechselwirkungseffekte. Auf der Nachtseite bildet sich aufgrund der fehlenden Teilchen der Wake, der langsam durch das umgebende Plasma wiederaufgefüllt wird. Durch den Druckgradienten entstehen diamagnetische Ströme, die das Feld im Inneren des Wakes verstärken. Außerhalb des Wakes entsteht die Verdünnungswelle, wo Dichte und Magnetfeldstärke reduziert sind.

Neben diesem teils vereinfachten Bild der globalen Mond-Plasma-Wechselwirkung entdeckten frühere wie aktuelle Missionen noch etliche weitere Vorgänge, die an der Vorstellung des scheinbar „einfachsten“ Falles der Sonnenwindwechselwirkung mit planetaren Körpern rütteln. Dazu zählen beispielsweise folgende Effekte (Halekas et al. 2011):

- **Mini-Magnetosphären**  
Einige der Krustenmagnetfelder sind so stark, dass sie den Sonnenwind ähnlich wie die Magnetosphäre der Erde abschirmen können. Jedoch haben diese Mini-Magnetosphären Skalen von ca. 20 km und beeinflussen so nicht die großskalige Plasmawechselwirkung.
- **Sonnenwind-Reflexion**  
Auch wenn ein Großteil des Sonnenwindes an der Oberfläche absorbiert wird, werden ca. 10-20% der auftreffenden Ionen wieder reflektiert, bis zu 1% hiervon bleiben dabei geladen. Unter anderem können solche Reflexionen an den Mini-Magnetosphären entstehen. Solche reflektierten Ionen unterliegen natürlich den  $\underline{E} \times \underline{B}$ -Kräften und werden so zu Pickup-Ionen, die aufgrund ihrer speziellen Trajektorie auch direkt hinter dem Mond in den Wake eindringen können.
- **Schwere Pickup-Ionen**  
Neben den leichten reflektierten Sonnenwind-Protonen können auch schwerere Pickup-Ionen entstehen. Einerseits kann der auf die Mondoberfläche auftreffende Sonnenwind schwerere Teilchen aus der Oberfläche herauschlagen („sputtering“), andererseits wird die dünne neutrale Atmosphäre ionisiert und eine Exosphäre entsteht,

aus der ebenfalls schwerere Ionen aufgesammelt werden können. Diese werden verstärkt etliche zehntausend Kilometer stromabwärts gemessen und lassen auch Rückschlüsse auf die Zusammensetzung der Mondoberfläche zu.

- **Oberflächenladung**

Wie auch Raumfahrzeuge im Sonnenwind lädt sich die Mondoberfläche elektrisch auf. Das entsprechende Potential stellt sich so ein, dass ein Gleichgewicht zwischen an- und abfließender Ladung entsteht. Wegen der hohen Resistivität der Mondoberfläche kann sich dieses Potential von Ort zu Ort stark unterscheiden; es ist nicht global einheitlich. Durch eine entstehende Plasma-Schicht oberhalb der geladenen Oberfläche wird diese Ladung jedoch vom umgebenden Plasma abgeschirmt, so dass diese Ladungen keinen Einfluss auf die entferntere Plasmawechselwirkung nehmen.

So bleiben also auch auf dem scheinbar bestens erforschten Mond noch viele neue Details zu finden, die nach und nach das Bild der Plasmawechselwirkung des Mondes vervollständigen.

## 2.2 Venus

Als nach dem Mond hellstes Objekt am Nachthimmel konnte die Venus schon früh direkt beobachtet werden. So gelang es u.a. Galileo Galilei 1610, die Phasen der Venus zu beobachten, ein Beweis, dass diese die Sonne und nicht die Erde umkreist. Anhand des Venustransits, also des Vorbeiziehens der Venus vor der Sonne, konnten ab der ersten Vorausberechnung 1631 durch Johannes Kepler die Entfernungen im Sonnensystem genauer angegeben werden. Beim Transit 1761 wurde die Atmosphäre der Venus entdeckt. In späteren Jahren, kurz vor Beginn des Raumfahrtzeitalters, konnten die hohe Oberflächentemperatur von über 600 Kelvin, die retrograde Rotation sowie die genaue Entfernung bestimmt werden. Damit war die Grundlage für die bald folgenden Raumfahrtmissionen geschaffen, von denen einige im Anschluss vorgestellt werden.

Die Venus umkreist die Sonne auf einem Abstand von 0.723 AE, wobei 1 AE der mittlere Abstand Erde-Sonne von ca. 150 Mio. km ist. Mit einem Radius von  $R_V = 6052$  km ist ihre Größe vergleichbar mit der der Erde (6368 km). Ein Umlauf der Venus um die Sonne dauert ca. 244 Tage. Eine Besonderheit der Venus ist ihre retrograde Rotationsrichtung, ihre Eigendrehung verläuft umkehrt zu der der meisten anderen Planeten des Sonnensystems im Uhrzeigersinn; dies ist sonst nur noch bei Uranus der Fall. Außerdem ist diese Rotation sehr langsam, ein Venustag dauert daher ca. 116 Erdtage. Die Ursache dieser speziellen Rotation ist noch nicht bekannt. Ebenso wenig gesichert ist Ursache einer zweiten Besonderheit, dem Fehlen eines intrinsischen Magnetfelds. Dieses weisen bis auf Venus und Mars alle Planeten des Sonnensystems auf.

### 2.2.1 Missionen

Basierend auf den Erkenntnissen aus erdgestützten Beobachtungen wurden die ersten Raumsonden konstruiert, die die Venus untersuchen sollten. Bevor im Anschluss detaillierter auf die Langzeitmissionen Pioneer Venus Orbiter und Venus Express eingegangen wird, soll hier zunächst ein Überblick über andere Missionen gegeben werden (Williams 2011).

Die sowjetische Mission Venera 4 lieferte 1967 erste direkte Daten während des Sinkflugs, die Signalübermittlung endete bei einer Höhe von 24 km. Auch Venera 5 und 6 wurden noch vor Erreichen der Oberfläche zerstört, erst 1970 gelang mit Venera 7 die erste Venus-Landung. Die Ergebnisse über Temperatur und Druck konnten zwei Jahre später von Venera 8 bestätigt werden. Venera 9, gestartet 1975, teilte sich vor der Landung in Lander und Orbiter auf und war dadurch das erste Raumfahrzeug auf einer gebundenen Venus-Umlaufbahn. Bis 1984 folgten weitere Venera-Mission bis Venera 16 und schließlich zwei Vega-Missionen, die nach Absetzen eines Venus-Landers zum Kometen Halley weiterflogen.

Die Amerikaner waren bezüglich Venus nicht untätig, jedoch nicht so sehr auf Lander fokussiert wie die Sowjetunion. Die Sonde Mariner 2 war 1962 die erste, die Messdaten von der Venus liefern konnte; sie maß kein intrinsisches Magnetfeld. Viele weitere Sonden versuchten einen Einschlag bzw. eine Landung auf der Oberfläche, jedoch waren die ersten Sonden nicht für den Oberflächendruck von über 90 bar konstruiert. Mariner 5 war mit Plasmainstrumenten ausgestattet und maß 1967 während eines Vorbeifluges im Abstand von 4000 km Magnetfelder und Plasma. Hierbei wurden durch Radio-Okkultationsmessungen Erkenntnisse über die dichte Ionosphäre gewonnen (Kliore et al. 1967). 1978 folgte die Langzeitmission Pioneer Venus, während deren Laufzeit bis 1992 nur noch die Magellan-Mission durchgeführt wurde, deren Hauptaufgabe von 1990 bis 1994 die Radar-Kartierung der Oberfläche war. Schlussendlich folgte nach Swing-by-Manövern von Galileo (1989), Cassini (1997) und MESSENGER (2004) seit 2005 Venus Express. Die 2010 gestartete japanische Sonde Akatsuki konnte wegen technischer Fehlfunktionen nicht in einen Venus-Orbit gebracht werden und befindet sich auf einem Sonnenorbit. Zukünftig wird auch die geplante Sonde BepiColombo auf dem Weg zum Merkur wahrscheinlich einen oder mehrere Venus-Flybys durchführen.

### 2.2.2 Pioneer Venus

Pioneer Venus wurde 1978 gestartet, das gesamte Programm bestand aus zwei unabhängigen Sonden, einem Lander und einem Orbiter. Während der Lander auf der Oberfläche abgesetzt wurde, sollte der Orbiter die Umgebung der Venus analysieren, einschließlich deren Plasmawechselwirkung. Im Folgenden wird daher nur der Pioneer Venus Orbiter (PVO) näher erläutert (Colin und Hall 1977).



PVO erreichte Ende 1978 den Orbit um Venus, der auf eine Dauer von 24 Stunden gesetzt wurde. Die Trajektorie von PVO war so gewählt, dass die Periapsis in Äquaturnähe lag, bei 17°N (Brace und Kliore 1991). Mit dieser Einstellung konnte im Jahresverlauf sowohl die tag- als auch die nachtsseitige Ionosphäre durchflogen werden. Die nominale Periapsishöhe des Orbits betrug 200 km, real erreicht wurden 150 km, die Apoapsis lag bei ca. 66000 km. Abbildung 2.2 zeigt diese anfängliche Trajektorie im Vergleich zu Venus Express. Nach den ersten neunzehn Monaten der Mission ließ man die Periapsis jedoch auf bis zu 2290 km ansteigen. Zum Missionsende wurde diese Höhe wieder reduziert, so dass in der letzten Missionsphase ab Mai 1992 zwischen 150 und 250 km erreicht wurden, bis der Treibstoff aufgebraucht war und die Sonde in die Atmosphäre fiel (Brace und Kliore 1991). Während der Phase zwischen 1980 und 1992 waren also keine In-situ-Messungen der Ionosphäre möglich, da die Periapsishöhe zu hoch war. Allerdings war dies genau der Zeitabschnitt, in dem die Sonne ein Aktivitätsminium hatte, so dass von PVO nur Daten für hohe Sonnenaktivität vorliegen.

PVO war mit vielen Plasmainstrumenten ausgestattet, darunter (Bauer et al. 1977):

- Ion Mass Spectrometer (OIMS)  
Misst Anzahl und Zusammensetzung für Ionen mit 1-60 amu
- Electron Temperature Probe (OETP)  
Misst Elektronentemperatur, -dichte und mittlere Ionenmasse kalter Plasmakomponenten, wie sie z.B. in der Ionosphäre vorkommen
- Solar Wind Plasma Analyser (OPA)  
Bestimmt dreidimensionale Verteilungsfunktionen für heiße Plasmen von 50–8000 eV/e für Ionen und 1 – 500 eV für Elektronen
- Retarding Potential Analyser (ORPA)  
Bestimmt Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit von Ionen sowie Energien und Dichten von Photoelektronen
- Magnetometer (OMAG)  
Misst Magnetfelder mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.06$  nT.

Damit war PVO in der Lage, alle wichtigen Plasmaparameter im Sonnenwind und in der Ionosphäre zu erfassen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Langzeitmission geben Russell et al. (2006).

### 2.2.3 Venus Express

Venus Express wurde als Ableger von Mars Express entwickelt, daher sind viele der Instrumente gleich oder nur leicht an die Venus-Bedingungen angepasst (Svedhem et al. 2009). Die Sonde erreichte die Venus 2006, ihre anfänglich bis 2009 geplante Mission

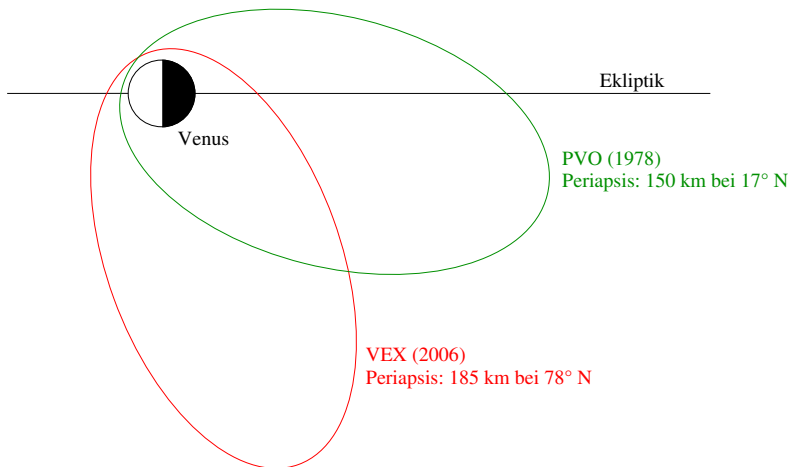


Abbildung 2.2: Die Trajektorien von PVO und VEX im Vergleich (nach Zhang et al. 2006). Die 1978 gestartete PVO-Mission hatte eine minimale Periapsishöhe von 150 km bei 17° nördlicher Breite. VEX, seit 2006 im Orbit, erreicht eine minimale Periapsishöhe von 185 km bei 78° nördlicher Breite. Die Lokalzeit der Periapsis und damit auch der SZA ist abhängig von der Position der Venus auf ihrer Umlaufbahn.

wurde mittlerweile bis 2014 verlängert. Wie schon bei PVO bot sich aus kommunikationstechnischen Gründen ein 24h-Orbit an. Die Trajektorie hat ihre Periapsis nahe dem Nordpol bei 78°N und bei einer Höhe zunächst zwischen 250 bis 350 km, später wurde sie auf bis zu 185 km abgesenkt. Abbildung 2.2 zeigt die Trajektorie im Vergleich zu PVO. Venus Express ist unter anderem mit diesen Instrumenten ausgestattet (Svedhem et al. 2009, Barabash et al. 2007, Zhang et al. 2006):

- Ion Mass Analyser (IMA)  
Analysiert Ionen im Energiebereich 0.01 – 36 keV/e
- Electron Spectrometer (ELS)  
Analysiert Elektronen im Energiebereich 0.01 – 15 keV
- Magnetometer (MAG)  
Misst Magnetfelder mit zwei Fluxgate-Magnetometern; eins an einem 1m langen Ausleger, das andere direkt an der Sonde. Durch diese Anordnung können Störungen durch die Sonde herausgerechnet werden. Die Genauigkeit beträgt 0.008 nT.

Damit kann auch Venus Express die Plasmaumgebung der Venus messen, in vielen Punkten aufgrund der erhöhten Datenübertragungsrate mit deutlich höherer zeitlicher Auflösung als PVO, wodurch schon bekannte Effekte noch genauer studiert werden können.

Neue Resultate im Vergleich zu PVO ergeben sich auf dem Gebiet der Plasmawechselwirkung zum einen durch die In-situ-Messung während geringer Sonnenaktivität (z.B. Zhang et al. 2007), aber auch durch die andere Trajektorie, die mehr Messungen an den Polen und Erkundungen der näheren Nachtseite ermöglicht (z.B. Zhang et al. 2010, Dubinin et al. 2013).

## 2.2.4 Ionosphäre

Die Atmosphäre der Venus besteht zu 96.5% aus  $\text{CO}_2$ , auf der Oberfläche herrscht ein Druck von 92 bar (Taylor 2006). Dieser im Vergleich zur Erde sehr hohe Druck resultiert primär aus der atmosphärischen Zusammensetzung, durch die Dominanz des Kohlendioxids statt Stickstoffs ist die Atmosphäre um einiges dichter. Die Plasmaschicht der Ionosphäre entsteht ab der Höhe, an durch Sonnenstrahlung ionisierte atmosphärische Teilchen nicht sofort rekombinieren und so eine dichte Ionenschicht bilden können. Diese Höhe liegt auf der Venus bei ca. 120 km, auf der Erde beginnt sie bereits bei ca. 80 km. Der Hauptbestandteil bis ca. 150 km Höhe ist jedoch nicht  $\text{CO}_2^+$ , sondern  $\text{O}_2^+$ , ein Ergebnis der schnellen Reaktion mit atomarem Sauerstoff (Pätzold et al. 2007). Ab 180 km dominiert dann  $\text{O}^+$  die Ionosphäre, dieser Bereich ist für die Plasmawechselwirkung entscheidend. Die obere Grenze der Ionosphäre variiert je nach solarer Intensität und Sonnenwindbedingungen, liegt dabei meist zwischen 225 und 375 km am subsolaren Punkt. Die maximale Dichte beträgt dabei ca.  $4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$  bei 140 km (Pätzold et al. 2007).

Die Ionosphäre entsteht durch direkte Sonneneinstrahlung, die auf der Nachtseite natürlich fehlt. Von daher war zunächst nicht klar, wieso die von PVO gemessene nachtsseitige Ionosphäre überhaupt existierte. Während die Tagseite der Venus eine sehr ausgeprägte und konstante Ionosphäre aufweist, sind die Messungen der Nachtseite sehr variabel und ohne eindeutiges Höhenprofil; die Maximaldichten liegen hier mit  $0.3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$  mehr als zehnmal unter denen der Tagseite (Pätzold et al. 2007). Die hier angetroffenen Ionen sind zum Großteil auf der Tagseite produzierte Ionen: Durch den Druckgradienten im Plasma zwischen tagseitig mit hoher Dichte vorhandenen Ionen und nachtsseitig fehlenden Ionen werden die tagseitigen Ionen (hauptsächlich  $\text{O}^+$ ) zur Nachtseite beschleunigt, wobei sie mit  $1 - 8 \text{ km/s}$  sogar superalfvénische Geschwindigkeiten erreichen können (Fox 2008, Knudsen und Miller 1992). Weitere Ionen werden durch hochenergetische Elektronen produziert, die Energien von etlichen 10 eV aufweisen und von mehreren Missionen auf der Nachtseite gemessen wurden (Fox 2008). Ein Teil dieser Ionen kann in die Atmosphäre gelangen und dort Teilchen ionisieren. Während hoher Sonnenaktivität kann der Anteil der durch Elektronen auf der Nachtseite produzierten Ionen bis zu 25% betragen (Knudsen und Miller 1992).

Wegen der großen Abhängigkeit vom tagseitigen Transport ist die Ionenzahl auf der Nachtseite auch vom Anströmdruck des Sonnenwindes abhängig. Ausgehend von PVO-Daten unterscheiden Luhmann und Cravens (1991) zwei prinzipielle Fälle: Bei niedrigem Anströmdruck des Sonnenwindes herrschen in der nachtsseitigen Ionosphäre Dichten von etwa  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , was also in der Größenordnung der VEX-Messungen von Pätzold et al.

(2007) liegt. Jedoch kommt es hierbei zu „Löchern“, starken Dichteeinbrüchen um drei Größenordnungen mit einer Ausdehnung von ca. 1000 km. Diese Löcher gehen einher mit einem Anstieg des Magnetfeldes und der Elektronentemperatur; das Druckgleichgewicht bleibt dabei erhalten, so dass sie als quasi-stationär angesehen werden können. Im Fall von hohem Sonnenwind-Anströmdruck sinken die Teilchendichten im gesamten Bereich auf  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , liegen also eine Größenordnung unter den Werten bei hohem Anströmdruck. Dieses Phänomen wird wegen der so stark gesunkenen Dichte auch als „verschundene Ionosphäre“ („disappearing ionosphere“, Luhmann und Cravens 1991) bezeichnet. Auch Pätzold et al. (2007) berichten von sehr schwankenden Dichtemessungen für die Nachtseite, manchmal habe in den Radio-Okkultationsmessungen gar keine Ionisation nachgewiesen werden können.

### 2.2.5 Plasmawechselwirkung

Die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit Venus unterscheidet sich von der Situation an den meisten anderen Planeten unseres Sonnensystems, ist jedoch analog zum Mars, welcher ebenfalls über eine starke Atmosphäre und somit auch Ionosphäre verfügt, jedoch kein starkes intrinsisches Magnetfeld aufweist. Daher bildet bei Mars und Venus die Ionosphäre das Hindernis für den Sonnenwind. Dies kann auf zwei Arten erklärt werden, im Teilchen- und im Strombild. Im Teilchenbild betrachtet man ein Sonnenwindteilchen, welches sich mit der Geschwindigkeit  $\underline{v} = \underline{u}$  bewegt, wobei  $\underline{u}$  die Hintergrundgeschwindigkeit des Plasmas in der Umgebung des Teilchens ist. Die auf das Teilchen wirkende Lorentzkraft ist unter Verwendung des Frozen-In-Theorems

$$\underline{F}_L = q(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) = q(-\underline{u} \times \underline{B} + \underline{v} \times \underline{B}) = 0, \quad (2.2)$$

das Teilchen bewegt sich also kräftefrei geradeaus. Nun gelangt es in die Nähe des Planeten und damit zu quasi ruhenden Ionen. Damit ist  $\underline{u} < \underline{v}$ , womit sofort eine ablenkende Lorentzkraft auf das Teilchen wirkt. Da  $\underline{u}$  reduziert ist, wird auch der Magnetfeldtransport abgebremst, das Magnetfeld staut sich vor dem Planeten auf. Aufgrund der supersonischen Situationen bildet sich so schließlich die Bugstoßwelle oder auch Bow Shock aus. In der Abbildung 2.3 ist dies, von links kommend, die vorderste, dunkelgrüne Grenzschicht und der Beginn der tagseitigen Plasmawechselwirkung. Im Strombild erklärt sich die Magnetfeldaufstauung durch einen Strom, der durch die unterschiedliche Bewegungsrichtung der durch die Lorentzkraft abgelenkten Ionen und Elektronen entsteht. Gemäß des Ampèreschen Gesetzes  $\mu_0 \underline{j} = \text{rot } \underline{B}$  verstärkt dieser das Magnetfeld.

Hinter der nun entstandenen Bugstoßwelle liegt die Magnetosheath, in Abb. 2.3 grün, die sich durch erhöhtes Magnetfeld, erhöhte Dichte und geringere Geschwindigkeit auszeichnet; die hohe kinetische Energie des schnellen Sonnenwinds wurde beim Passieren des Bow Shocks in erhöhte Temperatur umgewandelt. Eigentlich bezeichnet die Magnetosheath an Planeten wie der Erde den Bereich zwischen Bow Shock und Magnetopause, hinter der die Magnetosphäre beginnt. Diese Bezeichnung wird jedoch auch für Planeten mit sog. induzierter Magnetosphäre wie Venus und Mars übernommen. Der Sonnenwind wird hier umgelenkt und strömt am Hindernis, der Ionosphäre, vorbei, zusammen mit

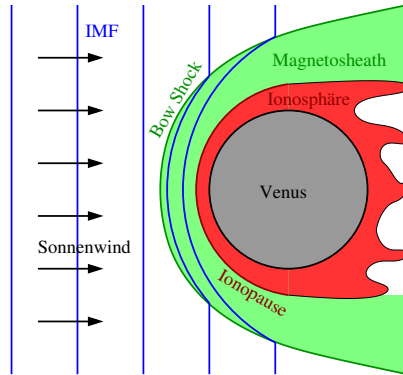


Abbildung 2.3: Grundlegende Elemente der Plasmawechselwirkung der Venus. Der anströmende Sonnenwind transportiert das Interplanetare Magnetfeld (IMF). Am Bow Shock wird der Sonnenwind abgebremst, aufgeheizt und in der Magnetosheath um das Hindernis, die Ionosphäre, herumgeleitet. Die Magnetfeldlinien werden dadurch um das Hindernis drapiert. Die besonders tagseitig gut ausgeprägte Grenze zwischen Sonnenwind und planetaren Ionen heißt Ionopause.

dem eingefrorenen Magnetfeld. Analog geschieht dies auch bei der Wechselwirkung mit planetaren Magnetfeldern, nur, dass dann die Magnetosphäre das Hindernis darstellt.

Entlang der subsolaren Linie steigt das Magnetfeld nun weiter an, um dann in bzw. vor der Ionosphäre stark abzufallen; an dieser Stelle befindet sich die Magnetic Pile-Up Boundary (MPB). Eine weitere Grenzschicht ist die Ionopause oder auch Ion Composition Boundary (ICB): hier liegt die Grenze des Sonnenwindes aus der Magnetosheath, wo die Sonnenwinddichte stark abfällt und die Dichte der planetaren Ionen stark zunimmt. Hinter der Ionopause folgt, in Abb. 2.3 rot, die Ionosphäre, in der quasi nur noch kalte, planetare Ionen vorliegen.

Der Sonnenwind und damit das mittransportierte Magnetfeld (in der Abb. blau) werden vor dem Planeten, in der Magnetosheath, verlangsamt, während um den Planeten herum der Sonnenwind weiter ohne Abbremsung strömen kann. Dadurch werden die magnetischen Feldlinien drapiert, also um das Hindernis herumgebogen; hinter der Venus entsteht der Magnetotail. Das Feld an den Flanken des Magnetotails verläuft aufgrund der Drapierung parallel oder antiparallel zum anströmenden Sonnenwind, während im Zentrum des Tails die Feldstärke reduziert ist. Ähnlich dem Mondwake hat der Magnetotail eine Ausdehnung von vielen planetaren Radien.

Wenn der Sonnenwind in der Umgebung der Venus auf die planetaren Ionen trifft, werden diese aufgesammelt. Die Beschleunigung auf ein geladenes Teilchen ergibt sich zu

$$\underline{a} = \frac{e}{m}(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad (2.3)$$

bzw. unter Verwendung des Frozen-In-Theorems und der Annahme, dass der konvektive Anteil des elektrischen Feldes dominiert, ergibt sich

$$\underline{a} = \frac{e}{m}(-\underline{u} \times \underline{B} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad . \quad (2.4)$$

Es resultiert eine Gyrationbewegung, von der Simon et al. (2007) am Beispiel von Titan zeigten, dass diese in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld stattfindet, die vom konvektiven elektrischen Feld und der Anströmgeschwindigkeit aufgespannt wird. Auf der Nachtseite werden die Ionen in der Mitte des Magnetotails fokussiert, was durch die Drapierung des Magnetfeldes bewirkt wird. Hierzu sei angenommen, der Sonnenwind ströme in  $+x$ -Richtung und das Magnetfeld liege in  $+y$ -Richtung; die Ionen bewegen sich somit zunächst in der  $xz$ -Ebene. Im Tail ist das drapierte Magnetfeld jedoch in  $\pm x$ -Richtung orientiert; eine Betrachtung der Lorentzkraft auf die Ionen in diesem Gebiet ergibt eine zusätzliche Beschleunigung in  $\mp y$ -Richtung, welche die Ionen immer in die Mitte des Tails zurück treibt. Der Ionen-Tail der Venus hat eine sehr hohe Ausdehnung; während einer günstigen Konstellation wurde er sogar am L1-Punkt der Erde nachgewiesen (Grünwaldt et al. 1997), d.h. in ca. 45 Mio. Kilometer Entfernung.

### 2.2.6 Ionosphärische Magnetisierung

Der Effekt von magnetisierter und unmagnetisierter Ionosphäre wurde durch die PVO-Mission entdeckt; einen guten Überblick über den diesbezüglichen Stand geben Russell et al. (2006) sowie insbesondere Luhmann und Cravens (1991). Demnach entscheidet das Druckverhältnis zwischen anströmendem Sonnenwind (im Wesentlichen dessen Anströmdruck) und Ionosphäre (hier der thermische Druck) über die Höhe der Ionopause:

$$n_{sw}k_B T_{sw} + \rho_{sw}u_{sw}^2 + \frac{B_{sw}^2}{2\mu_0} = n_i k_B T_i \quad . \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnet  $n$  die Teilchenzahldichte,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur,  $\rho$  die Massendichte,  $u$  die mittlere Geschwindigkeit und  $B$  das Magnetfeld; Sonnenwindgrößen tragen den Index  $sw$ , ionosphärische Größen den Index  $i$ . Prinzipiell müssten natürlich beide Seiten dieser Druckgleichung aus denselben Termen bestehen, jedoch sind die ionosphärischen Ionen quasi in Ruhe und die Ionosphäre (zunächst) feldfrei, so dass nur noch der thermische Druck bestehen bleibt. Die linke Sonnenwind-Seite von Gl. (2.5) ist vom Anströmdruck dominiert, wegen der geringen Teilchenzahldichte und des geringen Magnetfeldes fallen der erste und dritte Term nur wenig ins Gewicht; der Anströmdruck ist im Sonnenwind etwa ein bis zwei Größenordnungen höher als magnetischer und thermischer Druck. Der Sonnenwind ist es auch, der in Zeitskalen von Minuten starke Änderungen durchlaufen kann, da die Anströmgeschwindigkeit und auch -dichte schnell fluktuieren können. Die rechte „ionosphärische“ Seite von Gl. (2.5) ändert sich mit Dichte und Temperatur der Ionosphäre. Da die Atmosphäre für bisherige Beobachtungszeiträume als konstant angenommen werden kann, ergeben sich Änderungen der Ionosphäre durch Änderungen der Ionisationshäufigkeit, die durch die Intensität der Sonnenstrahlung und

Tabelle 2.1: Eigenschaften des magnetisierten und unmagnetisierten Zustands der Venus-Ionosphäre (nach Luhmann und Cravens 1991).

	Unmagnetisiert	Magnetisiert
Ionopausenhöhe	> 300 km	< 300 km
Ionopausenbreite	$\approx 20$ km	$\approx 80$ km
Ionospärisches Magnetfeld	Nur Flux-Ropes	Großskaliges Feld bis zu 150 nT
Nachtseitige Ionosphäre	stark, $n_e \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$	schwach oder gar nicht vorhanden

damit durch den 11jährigen Sonnenzyklus bestimmt wird. Es bedarf also Langzeitmissionen wie PVO und VEX, um hier Veränderungen in situ messen zu können.

Die Ionopause, der Übergang vom Sonnenwind zur Ionosphäre, bildet sich in der durch das Druckgleichgewicht bestimmten Höhe. Da das Magnetfeld an den Sonnenwind gekoppelt ist, dringt es zunächst nicht in die Ionosphäre ein. Die Ionopause bildet einen scharfen Übergang zwischen beiden Bereichen, die Ionosphäre ist dann im unmagnetisierten Zustand. Wenn der thermische Druck aber zu gering ist, dringt das interplanetare Magnetfeld in die Ionosphäre ein und trägt dort zur Erhöhung des Gesamtdrucks bei, der magnetisierte Zustand entsteht (Luhmann und Cravens 1991). Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht über die Eigenschaften beider ionosphärischen Zustände, Abbildung 2.4 zeigt die Situation schematisch.

Im magnetisierten Zustand befindet sich die Ionopause auf geringerer Höhe, ist breiter und der Übergang zwischen Sonnenwindregion und Ionosphäre ist somit nicht so eindeutig wie im unmagnetisiertem Fall. Brace und Kliore (1991) zeigten mit PVO-Daten, dass die Ionosphäre bei steigendem Anströmdruck nur bis zu einer Ionopausenhöhe von ca. 300 km nachgibt und diese Höhe auch bei deutlich stärkerem Druck behält. Begründet wird dies durch den Anstieg der Kollisionen, die beim Sonnenwind zu einer stärkeren Massenbeladung und damit zu Abbremsung führen, wodurch der auf die Ionosphäre wirkende Druck reduziert wird. Auch könnten die in erhöhter Zahl vorhandenen Neutralteilchen dafür sorgen, dass die Frozen-In-Bedingung ihre Gültigkeit verliert und sich das Magnetfeld diffusiv in die Ionosphäre ausbreitet (Elphic et al. 1981).

Auch wenn die Ionosphäre im unmagnetisierten Zustand im Wesentlichen feldfrei ist, werden doch noch magnetische Flussröhren („magnetic flux ropes“) gemessen. Dies sind kleinskalige Magnetfeldkonfigurationen, die sich im ansonsten feldfreien Bereich der Ionosphäre befinden. Besonders viele dieser Flussröhren finden sich den PVO-Messungen zufolge in den tieferen Bereichen der Ionosphäre zwischen 200 km und 160 km Höhe (Luhmann und Cravens 1991).

Die VEX-Mission brachte auf dem Gebiet der Magnetisierung wenig neue Erkenntnisse, was insbesondere am polnahen Perihel der VEX-Flugbahn liegt; hierdurch können keine In-situ-Messungen der äquatorialen Ionosphäre durchgeführt werden. Weiterhin ist auch die Perihelhöhe größer als die von PVO, so dass keine Messungen der tieferen Ionosphäre möglich sind. Dafür kann VEX zu Zeiten geringer Sonnenaktivität messen, während

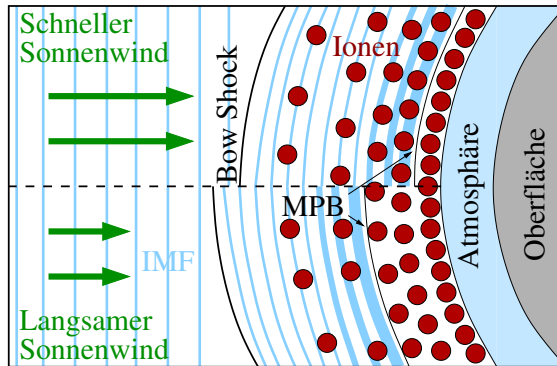


Abbildung 2.4: Magnetisierungszustände der Venus: Bei schnellem Sonnenwind (oben) ist die Grenze der Magnetfeldaufstauung (Magnetic Pileup Boundary, MPB) nah an der Oberfläche bei ca. 300 km, die Ionosphäre befindet sich im magnetisierten Zustand. Für langsameren Sonnenwind (unten) liegt die MPB höher als 300 km, die darunter liegende Ionosphäre ist im Wesentlichen feldfrei bis auf kleinskalige magnetische Flussröhren; dies wird als unmagnetisierter Zustand bezeichnet.

PVO wegen der durchgeführten Bahnänderungen nur zu Zeiten starker Sonnenaktivität in situ messen konnte. Eine statistische Auswertung der Magnetisierungszustände aus VEX-Daten wurde von Angsmann et al. (2011) durchgeführt. Hierbei wurden häufiger magnetisierte Zustände gefunden als während der PVO-Mission, was daran liegt, dass die PVO-Messungen im solaren Maximum und die VEX-Messungen im solaren Minimum stattfanden: Im solaren Minimum ist die ionisierende Sonnenstrahlung geringer und daher die Ionosphäre der Venus schwächer, so dass es häufiger zu magnetisierten Zuständen kommt.

Beiden Langzeitmissionen war gemein, dass sie die Ionosphäre nur alle 24 Stunden passieren können. Da Übergänge zwischen den beiden Zuständen auf kürzeren Zeitskalen stattfinden, beispielsweise auf Minutenzeitskalen durch sonnenwindbedingte Veränderungen, kann über die Übergangshäufigkeiten oder die Zeitskalen der Übergänge anhand der Daten nicht viel ausgesagt werden. Dies ist der Ansatzpunkt für die in Kapitel 4.2 vorgestellten Simulationen.

### 2.3 Vergleich der Wechselwirkungen

Vom Standpunkt der Plasmawechselwirkung sind die Venus und der Mond zunächst zwei scheinbar sehr unterschiedliche Objekte: Der Mond ist ein resistiver Körper ohne Ionosphäre, auf den der Sonnenwind ungehindert auftrifft und durch den das Magnetfeld ein-



fach hindurch diffundiert; bei der Venus stellt die starke Ionosphäre hingegen ein Hindernis für Magnetfeld und Sonnenwind dar, es entstehen ein Bow Shock und ein magnetischer Tail. Wie im Verlauf dieses Kapitels bereits beschrieben, führt dies natürlich zu Unterschieden in der Wechselwirkung, beide Körper werden üblicherweise in verschiedene Wechselwirkungsklassen eingeordnet. Jedoch gibt es auch etliche Gemeinsamkeiten, die eine gemeinsame Betrachtung im Rahmen dieser Arbeit möglich machen und auch beide Körper von vielen anderen im Sonnensystem abgrenzen.

Zunächst verfügen weder Venus noch Mond über ein intrinsisches Magnetfeld. Das bedeutet, dass der Sonnenwind in unmittelbare Nähe der beiden Körper gelangen kann: bei der Erde beispielsweise wird er schon bei ca. 10 Erdradien an der Magnetopause gestoppt, während er bei Venus bis auf weniger als 300 km an den Planeten herangelangt und den Mond sogar direkt erreicht. Somit hat eine Variation des Sonnenwindes direktere Auswirkungen auf die Plasmawechselwirkung am Objekt selbst, die Dichte und Geschwindigkeit des Sonnenwinds sowie die Richtung des Sonnenwindmagnetfeldes spiegeln sich in den Ausprägungen der jeweiligen Wechselwirkungsstrukturen wider.

Das umgebende Plasma ist außerdem in beiden Fällen stark supersonisch, superalfvénisch und supermagnetosonisch, die jeweiligen Machzahlen liegen etwa zwischen 5 und 10. Damit unterscheiden sich diese Fälle von innermagnetosphärischen Monden wie Rhea oder Titan am Saturn, die von langsamen, magnetosphärischen Plasma umströmt werden. Bei Mond und Venus hat die schnelle Anströmgeschwindigkeit jeweils die Ausbildung einer langen nachseitigen Störung zur Folge, die sich über viele Mond- bzw. Planetenradien hinzieht: dem Mond-Wake bzw. dem Venus-Tail. Bei langsamerer Umströmung ist zwar auch ein Wake vorhanden, dieser wird aber beispielsweise bei Rhea in deutlich kürzerem Abstand wieder aufgefüllt (Roussos et al. 2008).

Der Abstand der Orbits von Erde/Mond und Venus beträgt ca. 41 Mio. km. Dies klingt zunächst sehr viel, in astronomischen Einheiten ist dieser Abstand mit 0.28 AE jedoch recht klein. Für die Wechselwirkung bedeutet dies, dass beide Körper einem sehr ähnlichen Sonnenwind ausgesetzt sind, die Anströmbedingungen an der Venus sind statistisch zwar etwas stärker als die an der Erde bzw. am Mond, jedoch liegen alle Parameter in derselben Größenordnung.

Auch die Längenskalen an beiden Objekten sind vergleichbar: mit einer Ionenströmungslänge im Sonnenwind von jeweils etwa 100 km liegen die Wechselwirkungsgebiete von Mond und Venus bei 50-200 Ionenströmungslängen. Die Plasmawechselwirkung spielt sich somit in beiden Fällen auf mittelgroßen Längenskalen ab, in denen die asymmetrischen Gyrationseffekte der einzelnen Teilchen relevant sind. Dies wäre beispielsweise bei der Betrachtung der Erde aufgrund ihres starken Magnetfeldes nicht mehr der Fall.

Somit weisen Venus und Mond, trotz fundamentaler Unterschiede, auch viele Gemeinsamkeiten auf, so dass diese besonders in Bezug auf Sonnenwinddynamik gut verglichen werden können.



## 3 Der Hybrid-Code A.I.K.E.F.

Sämtliche in dieser Arbeit beschriebenen Simulationen wurden mit dem Hybrid-Plasma-simulationscode A.I.K.E.F. durchgeführt, wobei der Name des Codes für „Adaptive Ion Kinetic Electron Fluid“ steht. Dieser Code wurde von Müller et al. (2011) als Weiterentwicklung des Codes von Bagdonat und Motschmann (2002b) entwickelt. Dabei wurde die Plasmabeschreibung beibehalten, jedoch die Numerik signifikant verbessert, was zusammen mit der Parallelisierung des Codes und der Verwendung der (auf Wunsch adaptiven) Gitterverfeinerungstechnik deutlich aufwändigere Simulationen erlaubt als noch mit dem Vorgängercode möglich. Im Folgenden werden zunächst das Hybrid-Modell und anschließend die Vorgehensweise des Codes beschrieben.

### 3.1 Grundlagen des Hybrid-Codes

Zur numerischen Beschreibung eines Plasmas gibt es prinzipiell drei verschiedene Ansätze, jeder davon ist bereits in verschiedenen Simulationscodes implementiert worden. Die Beschreibungsmöglichkeiten unterscheiden sich jeweils nach den verwendeten Näherungen und ihrer numerischen Komplexität, wodurch wiederum die Größe des Einsatzgebietes festgelegt wird.

Das Modell mit den meisten Näherungen ist der magnetohydrodynamische (MHD) Ansatz. Das Plasma im Weltraum besteht aus ionisierten Teilchen, die kaum zusammenstoßen und trotzdem über ihre elektromagnetische Kopplung kollektive Effekte ausbilden. Wegen dieser Kopplung ist es möglich, das Plasma als Flüssigkeit zu beschreiben: Einzelne Teilchen werden nicht betrachtet, sondern nur lokal gemittelte Eigenschaften des Plasmas (Ladung, Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur) berechnet. Dieser Ansatz ist besonders für sehr große Objekte praktikabel, an denen die nicht beschriebene Dynamik der Einzelteilchen keine signifikanten Auswirkungen hat. Ein solches System lässt sich über die Vlasov-Gleichung

$$\partial_t f + \underline{v} \partial_{\underline{x}} f + \frac{qe}{m} (\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \partial_{\underline{v}} f = 0 \quad (3.1)$$

in Verbindung mit den Maxwellgleichungen beschreiben. Hierbei bezeichnet  $f(\underline{x}, \underline{v}, t)$  die Verteilungsfunktion des Plasmas.

Den genau umgekehrten Einsatz verfolgen Einzelteilchencodes, die alle Teilchen, im Sonnenwind also Protonen und Elektronen, kinetisch beschreiben. Hierdurch wird die physikalisch genaueste Repräsentation eines Plasmas abgebildet. Die Beschränkungen liegen hierbei insbesondere in der Rechenzeit: wie weiter unten bei der Beschreibung des A.I.K.E.F.-Codes noch genauer erläutert wird, ist die Maximallänge eines einzelnen Zeitschritts vom Gyoradius der betrachteten Teilchen abhängig. Wegen ihrer geringeren Masse ist dieser bei Elektronen deutlich kleiner als bei Ionen, so dass für Prozesse, die auf Ionenzeitskalen ablaufen, ein Vielfaches mehr an Zeitschritten benötigt wird. Daher eignen sich Vollteilchencodes besonders für kleine Gebiete oder Zeitskalen, in denen Elektromagnetische Effekte eine Rolle spielen. Oft wird dabei nicht das eigentliche Masseverhältnis von Elektronen und Protonen von 1 : 1836 verwendet, sondern ein deutlich kleineres; Birch und Chapman (2002) verwenden beispielsweise 1 : 20.

Der Hybrid-Ansatz wählt einen Mittelweg aus beiden Vorgehensweisen: Die schwereren Protonen werden als Einzelteilchen kinetisch betrachtet, während die Elektronen als masselose, ladungsneutralisierende Flüssigkeit betrachtet werden. Dieser Ansatz ermöglicht Berechnungen auf Zeit- und Längenskalen der Protonengyration sowie eine Betrachtung der durch Protonen und schwereren Teilchen erzeugten kinetischen Effekte. So konnten mit A.I.K.E.F. und dessen Vorgänger u.a. bereits Kometen (Bagdonat und Motschmann 2002a), Mars (Böswetter et al. 2004), die Saturnmonde Titan (Simon und Motschmann 2009) und Enceladus (Kriegel et al. 2009) sowie der Merkur (Müller et al. 2012) simuliert werden.

Die folgenden Näherungen werden im Simulationscode verwendet (Bagdonat 2005):

- Quasi-Neutralität

Diese ist eine gute Näherung für Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (3.2)$$

und Längenskalen oberhalb der Debye-Länge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}} \quad (3.3)$$

Im erdnahen Sonnenwind mit  $n_e = 5 \text{ cm}^{-3}$  und einer Temperatur von  $T = 10^6 \text{ K}$  liegt die Plasmafrequenz in der Größenordnung  $\omega_{pe} \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$  und die Debye-Länge  $\lambda_D \approx 30 \text{ m}$ . In den Simulationen werden Zeitskalen von Minuten bis Stunden betrachtet und Längenskalen von vielen Kilometern, womit diese Näherung hier gut gerechtfertigt ist.

- Masselose Elektronen

Die Ruhemasse der Elektronen wird im Code vernachlässigt,  $m_e = 0$ . Da die untersuchten Phänomene sich auf räumlichen und zeitlichen Skalen der Ionen ereignen, stellt auch diese Näherung hierfür keine Einschränkung dar.

- Keine Verschiebungsströme

Gemäß der sog. Darwin-Näherung wird der Verschiebungsstrom im Ampère'schen Gesetz vernachlässigt;

$$\nabla \times \underline{B} = \mu_0 \underline{j} + \underbrace{\frac{1}{c^2} \frac{d\underline{E}}{dt}}_{=0} . \quad (3.4)$$

Diese Näherung bewirkt, dass der Code nur für niedrige Frequenzen anwendbar ist, dies ist bei den hier zu betrachtenden Weltraumplasma der Fall.

Unter Verwendung dieser Näherungen ergibt sich für das elektrische Feld die explizite Gleichung

$$\underline{E} = \underbrace{-\underline{u}_i \times \underline{B}}_{(1)} + \underbrace{\frac{(\nabla \times \underline{B}) \times \underline{B}}{\mu_0 \rho_c}}_{(2)} - \underbrace{\frac{\nabla p_e}{\rho_c}}_{(3)} + \underbrace{\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \underline{B}}_{(4)} . \quad (3.5)$$

Das elektrische Feld besteht also aus folgenden Termen:

#### 1. Konvektiver Term

Dieser Term beschreibt das durch die Plasmabewegung im Magnetfeld erzeugte elektrische Feld. Im ungestörten Sonnenwind ist nur dieser Term maßgeblich und erzeugt das elektrische Hintergrundfeld.

#### 2. Hall-Term

Dieser Term wird bei starken Änderungen des Magnetfeldes wichtig, beispielsweise am Bow Shock oder bei stark gekrümmten Feldlinien.

#### 3. Druckterm

Dieser Term beschreibt die Wirkung des Elektronendrucks auf das Plasma, was besonders bei hohen Gradienten in der Ladungsdichte relevant wird, z.B. bei der Venus-Ionosphäre oder auch der Wake-Region des Mondes.

#### 4. Resistivitätsterm

Dieser Term beschreibt die Veränderung des Magnetfeldes durch resistive Effekte. Im idealen Plasma gäbe es diese Effekte nicht, im realen Sonnenwind wären sie sehr gering. Jedoch wird dieser Term bei der Beschreibung resistiver Hindernisse wie dem Mond benötigt.

Der Elektronendruck  $p_e$  wird über die adiabatische Zustandsgleichung beschrieben;

$$p_e = p_{e,0} \left( \frac{\rho_c}{\rho_{c,0}} \right)^\kappa . \quad (3.6)$$

Dabei sind  $p_{e,0}$  der anfängliche Elektronendruck und  $\rho_{c,0}$  die anfängliche Ladungsdichte, die hier wegen der Annahme von Quasi-Neutralität eingesetzt werden kann.  $\kappa = (f+2)/f$  ist der Adiabatenexponent mit der Zahl der Freiheitsgrade  $f$ . Für ein freies Gas wäre  $f = 3$  und  $\kappa = 5/3$ , jedoch ist im Plasma wegen der eingeschränkten Bewegung senkrecht zum

Magnetfeld die Zahl der Freiheitsgrade auf 2 reduziert, wodurch sich also  $\kappa = 2$  ergibt (Böswetter et al. 2004). Das magnetische Feld wird über das Faraday'sche Gesetz aus dem elektrischen Feld berechnet,

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = -\nabla \times \underline{E} \quad . \quad (3.7)$$

Damit beinhaltet das Magnetfeld prinzipiell die gleichen Terme wie das elektrische Feld, aufgrund der Annahme adiabatischer Elektronen entfällt jedoch der Elektronendruckterm, somit ergibt sich

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \nabla \times (\underline{u}_i \times \underline{B}) - \nabla \times \left( \frac{(\nabla \times \underline{B}) \times \underline{B}}{\mu_0 \rho_c} \right) - \nabla \times \left( \frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \underline{B} \right) \quad . \quad (3.8)$$

Damit werden die Fortschreibungen der elektromagnetischen Felder durchgeführt. Die Anfangsbedingungen ergeben sich aus den Maxwell-Gleichungen  $\nabla \underline{E} = \rho/\epsilon_0 = 0$  (wegen Quasineutralität) und  $\nabla \underline{B} = 0$ . Aufgrund numerischer Fehler wird im Verlauf der Simulation jedoch  $\nabla \underline{B} = 0$  nicht exakt erfüllt; als weitere Neuerung im A.I.K.E.F.-Code wird daher das Magnetfeld über einen speziellen Algorithmus („divergence cleaning“) modifiziert, so dass die Abweichungen der Divergenz in Größenordnungen unterhalb der Stromdichte liegen und somit vernachlässigbar sind.

## 3.2 Arbeitsweise des Codes

In diesem Abschnitt wird die Arbeitsweise von A.I.K.E.F. vorgestellt. Weiterführende Beschreibungen der Simulation finden sich bei Müller (2011) und Bagdonat (2005).

### 3.2.1 Grundlegende Abläufe

Dem Code muss zunächst ein Simulationsgitter vorgegeben werden, welches den gesamten zu simulierenden Bereich umfasst und kartesisch ist. Krummlinige Gitter, wie beispielsweise bei Simon et al. (2006) beschrieben, lassen sich in A.I.K.E.F. nicht mehr verwenden. Der Hybrid-Code berechnet an den Knoten des Simulationsgitters die Momente der Verteilungsfunktion sowie die elektromagnetischen Felder. Für die Teilchen wird das Particle-In-Cell-Modell verwendet, welches in Abb. 3.1 skizziert ist: Die roten Teilchen können sich an beliebigen Orten innerhalb der Simulationsbox aufhalten und sind nicht an die Gitterknoten gebunden. Die auf sie wirkenden Kräfte werden durch Interpolation von den umgebenden Gitterknoten berechnet, wobei das „Cloud-In-Cell“-Schema verwendet wird, ein Gewichtungsmo­dell erster Ordnung. Da die Kräfte auf die Teilchen nur von den Gitterknoten und nicht auch von anderen Teilchen kommen, handelt es sich also hierbei um einen „Particle-Mesh“-Code.

Die Berechnung erfolgt zu diskreten Zeitschritten; nach einer anfänglichen Initialisierung werden die folgenden Arbeitsschritte zu jedem Zeitschritt wiederholt:

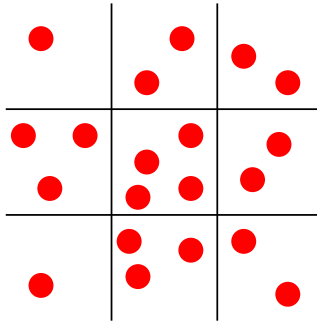


Abbildung 3.1: Veranschaulichung des Particle-In-Cell-Modells: Die roten (Makro-)Partikel können sich frei zwischen den Zellen wie auch innerhalb der Zellen bewegen und sind nicht auf die Gitterknoten beschränkt. Zur Bestimmung der wirkenden Kräfte werden die elektromagnetischen Felder von den Gitterknoten auf die Teilchenpositionen interpoliert.

1. Bewegung der Teilchen  
Die Bewegungsgleichung der Teilchen werden über die explizite Leap-Frog-Methode berechnet und die Teilchen werden auf ihre neuen Positionen gesetzt
2. Momente sammeln  
Aus den neuen Teilchenpositionen werden die Momente der Verteilungsfunktion ( $\rho, u, \dots$ ) auf den Gitterknoten bestimmt
3. Felder berechnen  
Auf den Gitterknoten werden mit den aktualisierten Momenten die Felder ( $\underline{B}, \underline{E}$ ) neu berechnet
4. Kräfte bestimmen  
Die neuen Feldstärken werden auf die Teilchenkoordinaten interpoliert und die wirkenden Kräfte berechnet

Üblicherweise sollte eine Simulation so lange laufen, bis ein quasi-stationärer Zustand erreicht ist. Je nach Situation und gewählttem Zeitschritt kann dies etwa 5000 bis über 100000 Zeitschritte dauern.

### 3.2.2 Gitterverfeinerung

Als Neuheit des A.I.K.E.F.-Codes kann das verwendete Simulationsgitter nun nahezu beliebig verfeinert werden. Dabei wird eine Zelle in 8 Zellen aufgeteilt, die Zellgröße wird dadurch halbiert, die Auflösung verdoppelt. Dies kann auch mehrmals wiederholt werden, so entstehen mehrere Verfeinerungsstufen oder -level. Für die Simulation von Planeten mit Ionosphäre wie der Venus ist es beispielsweise möglich, die ionosphärischen

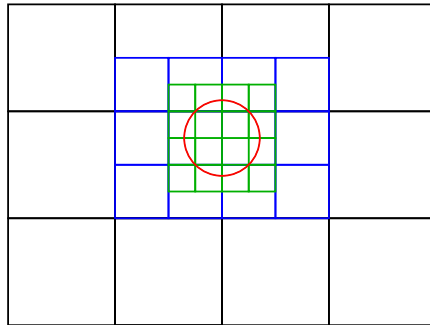


Abbildung 3.2: Beispiel zur Gitterverfeinerung des A.I.K.E.F.-Codes: Die schwarzen, blauen und grünen Rechtecke stehen jeweils für Simulationsblöcke der Stufen 0, 1 und 2. Der rote Kreis markiert den vorgegebenen Bereich, der mit höchster Auflösung berechnet werden soll.

Gitterzellen sehr fein aufzulösen, um entsprechende Prozesse gut beobachten zu können. Diese Gitterverfeinerung kann entweder voreingestellt werden, so dass sie bereits beim Start der Simulation aktiv ist, oder der Code kann anhand vorgegebener Werte ermitteln, an welchen Stellen eine Verfeinerung sinnvoll ist. In Abbildung 3.2 ist eine beispielhafte Simulationsbox skizziert. Dabei soll der rote Kreis mit der zweiten Verfeinerungsstufe (Level 2) berechnet werden. Die schwarzen, blauen und grünen Rechtecke stehen dabei jeweils für ganze Simulationsblöcke der Verfeinerungsstufen 0, 1 und 2. Jeder Block beinhaltet unabhängig vom Level dieselbe Anzahl an Gitterzellen, z.B. 10 pro Richtung, deren Größe entsprechend denen der Blockgröße mit jeder Verfeinerungsstufe halbiert wird. Ein einzelner Block kann nur jeweils in Viertel (bzw. Achtel im dreidimensionalen) unterteilt werden; feinere Unterteilungen sind nicht möglich. Daher kann es, wie in der Abbildung zu sehen, dazu kommen, dass der letztendlich verfeinerte Bereich nicht exakt den Proportionen des zu verfeinernden Gebietes entspricht. Um den Bereich der höchsten Verfeinerungsstufe muss ein Bereich mit einer um eine Stufe niedrigeren Verfeinerung existieren, da Sprünge von mehr als einer Verfeinerungsstufe numerisch nicht sinnvoll sind und zu Instabilitäten führen können. Eine Verwendung von mehr Root-Blöcken, also Simulationsblöcken mit Level 0, und dafür weniger Zellen pro Block, ermöglicht mehr Flexibilität bei den Verfeinerungsgebieten. Allerdings steigt durch mehr Blöcke auch der Kommunikationsaufwand im Code und die Rechenzeit kann ansteigen. Da eine einzelne CPU nicht weniger als einen Block berechnen kann, sollte eine Simulation mindestens so viele Blöcke aufweisen, wie CPUs zu ihrer Berechnung verwendet werden.

Aus der Abbildung 3.2 lässt sich noch eine weitere Abschätzung gewinnen: Skizziert sind 9 Bereiche mit Level 0, 8 mit Level 1 und 16 mit Level 2, insgesamt also 33 von der Zellenzahl her gleichgroße Bereiche. Würde man die Auflösung der grünen Level-2-Bereiche auf der gesamten skizzierten Box herstellen, erhielte man 192 Bereiche, also rund sechsmal so viele. Dieser Faktor ist in der dreidimensionalen Simulation nochmal deutlich höher. Der große Vorteil der Verfeinerungstechnik liegt in der Einsparung in den



nicht verfeinerten Bereichen, die dann eine deutlich gröbere Auflösung aufweisen, als sie für ein nicht-verfeinertes Gitter angesetzt würde. Müller et al. (2010) ermittelten für eine Merkur-Simulation einen Zeitgewinn um Faktor 71 für eine Simulation mit drei Verfeinerungsstufen gegenüber einer Simulation mit identischer höchster Auflösung und ohne Verfeinerung, wobei die sichtbaren Unterschiede beim Vergleich der resultierenden Plots marginal waren. Erst diese Verfeinerungstechnik macht manche Simulationen realistisch möglich, auch für die hier vorgestellten Venus-Simulationen ist sie essentiell.

Ein weiterer möglicher Zeitgewinn ist jedoch nicht im A.I.K.E.F.-Code enthalten: die Anpassung des Zeitschritts an die Zellgröße. Der minimale Zeitschritt ergibt sich durch das Courant-Kriterium, welches besagt, dass sich für eine stabile Simulation ein Teilchen in einem Simulationszeitschritt nicht weiter als eine Gitterzelle bewegen darf. Bei physikalisch gleicher Situation wird der Zeitschritt also durch die Größe der kleinsten Gitterzelle bestimmt. Neben dem zusätzlichen Rechenaufwand für mehr Zellen und Teilchen muss bei Hinzufügung einer zusätzlichen Verfeinerungsstufe also auch der Zeitschritt halbiert werden, was die benötigte Rechenzeit zum Erreichen des stationären Zustands verdoppelt. Die Anpassung des Zeitschritts wurde nicht eingebaut, da die Zeitersparnis hauptsächlich aus den nicht-verfeinerten Gitterzellen kommen würde. Da sich die Anzahl der Gitterzellen pro Volumen mit jedem Verfeinerungslevel verachtfacht, ist es jedoch so, dass das höchste Verfeinerungslevel für die meisten berechneten Situationen die Mehrzahl an Zellen und Teilchen verlangt; dem recht geringen Zeitgewinn durch Weglassen einiger Zeitschritte in den grob aufgelösten Bereichen stünde jedoch ein hoher Aufwand zur Implementierung dieser Technik gegenüber sowie höchstwahrscheinlich mit asynchronen benachbarten Gitterzellen eine weitere Quelle für instabile Simulationen. Auf die Implementierung dieser Technik wurde daher bewusst verzichtet.

### 3.2.3 Sonnenwind

Zu Beginn einer Simulation ist die Simulationsbox komplett mit Sonnenwind gefüllt, ausgenommen im Hindernis. Dieser verfügt bereits über die gewählte Geschwindigkeit und eine Maxwell'sch verteilte Temperatur. In jedem Zeitschritt wird ebensolcher Sonnenwind an den Einstrom-Boxrändern eingefügt, üblicherweise also nur am -x-Rand. Aus numerischen Gründen werden alle Teilchen nicht einzeln betrachtet, sondern zu Makroteilchen zusammengefasst. Jedem Makroteilchen ist ein spezifisches Gewicht zugeordnet, welches angibt, wieviele echte Teilchen es repräsentiert. Die Bewegungsberechnung wird nur für diese Makroteilchen vorgenommen, was vor allem auf Grund des reduzierten Speicherbedarfs und der reduzierten Rechenzeit notwendig ist. Dabei wird pro Zelle eine optimale Teilchenzahl vorgegeben, an der auch in verfeinerten Zellen festgehalten wird. Diese Teilchenzahl pro Zelle ist folglich ein rein numerischer Parameter, der nichts über die tatsächlich vorhandene Ladung bzw. echte Teilchenzahl im Zellgebiet aussagt. Mehr Teilchen pro Zelle verringern das thermische Rauschen, allerdings erhöht sich auch die Rechenzeit, so dass hier eine Abwägung getroffen werden muss. Üblicherweise werden für Sonnenwind-Situationen mit dem A.I.K.E.F.-Code 50-100 Teilchen pro Zelle verwendet, mit dem Vorgängercode waren es ca. 10 Teilchen. Diese Erhöhung wurde einerseits

durch die verbesserten Teilchenroutinen des A.I.K.E.F.-Codes möglich, wodurch die Bewegungsrechnungen schneller durchgeführt werden können, andererseits auch durch die Parallelisierung und damit die Verwendung vieler parallel rechnender Prozessoren und der Verfügbarkeit von mehr Arbeitsspeicher für die Teilchen.

Die optimale Teilchenzahl pro Zelle ist dabei ein Richtwert, von dem natürlich Abweichungen auftreten können, beispielsweise auf Grund der thermischen Bewegung. Bei der Verwendung verfeinerter Simulationsgitter sind jedoch starke Abweichungen immanent: Bei einem Übertritt der Teilchen in einen verfeinerten Bereich würde beispielsweise die Teilchenzahl pro Zelle um den Faktor 8 sinken, bei einem Übergang in einen größeren Bereich um denselben Faktor steigen. Während geringere Abweichungen von der vorgegebenen optimalen Teilchenzahl noch gut toleriert werden können, müssen bei solch starken Veränderungen Anpassungen an den Teilchenzahlen vorgenommen werden, um die Zahl an Teilchen pro Zelle wieder zum vorgegebenen Optimalwert zu führen. Hierzu wurden im Code sog. Splitting- und Merging-Algorithmen implementiert, die für eine Aufteilung bzw. ein Zusammenlegen der Makroteilchen sorgen.

Beim Splitting wird dabei ein Teilchen, bevorzugt das mit dem meisten Gewicht, in zwei Teilchen aufgeteilt, die jeweils das halbe Gewicht haben. Die gesamte reelle Ladung wird dadurch nicht verändert. Die zwei neuen Teilchen werden jedoch zufällig verteilt um die Position des alten Teilchens eingefügt; würde man ihnen denselben Ort bei derselben Geschwindigkeit zuweisen, blieben ihre Trajektorien identisch, was dem Zweck zusätzlicher Teilchen widersprechen würde.

Beim Merging erfolgt ein Zusammenlegen von Teilchen. Dazu werden Teilchen herausgesucht, die möglichst ähnliche Orte und Geschwindigkeiten aufweisen. Drei solcher Teilchen werden dann so zu zwei neuen Teilchen transformiert, dass Masse, Impuls und kinetische Energie erhalten bleiben. Unter Verwendung dieser Splitting- und Merging-Algorithmen wird während der Simulation gewährleistet, dass diese immer im physikalisch und numerisch sinnvollen Bereich arbeitet.

#### **3.2.4 Planetare Ionen**

Für die planetaren Ionen, auch als Schwerionen bezeichnet, wird eine andere Vorgehensweise als für den Sonnenwind verwendet. Zu Beginn einer Simulation befinden sich noch keine Schwerionen in der Simulationsbox, sondern sie werden nach und nach in die Simulation eingebracht. In jedem Zeitschritt wird dazu eine vorzugebende Ladungsmenge gleichmäßig auf eine ebenfalls vorzugebende Anzahl an Makroteilchen aufgeteilt. Diese gleichgewichtigen Makroteilchen werden an zufälligen Orten innerhalb der Simulationsbox eingefügt. Diese Orte sind jedoch nicht gleichverteilt, sondern unterliegen einem an die Situation angepassten Verteilungsprofil, für Venus oder Mars ist dies beispielsweise das in Abschnitt 4.2.2 vorgestellte Chapman-Profil.

Für die Festlegung der Startpositionen der Teilchen wird die Verwerfungsmethode verwendet, deren Bezeichnung darauf beruht, dass viele zunächst ermittelte Zufallspositionen nach Prüfung wieder verworfen werden. Das Verteilungsprofil  $p$  ist eine Funktion der drei Ortskoordinaten,  $p = p(r)$  und normiert, so dass  $0 \leq p(r) \leq 1 \forall r$  erfüllt ist. Für ein einzufügendes Ion wird ein zufälliger Ort  $r_0$  bestimmt und eine Zufallszahl  $0 \leq z \leq 1$  erwürfelt; alle Zufallszahlen sind dabei gleichverteilt, so dass alle möglichen Orte und Werte von  $z$  gleichmäßig abgedeckt werden. Wenn  $z \leq p(r_0)$  gilt, wird die Position akzeptiert und das Teilchen an der Position  $r_0$  eingefügt; ist dies nicht erfüllt, werden  $r_0$  und  $z$  verworfen und erneut ermittelt. Dieses Verfahren wird wiederholt, bis eine vorgegebene Anzahl von Ionen erfolgreich eingefügt wurde. Der Vorteil des Verfahrens liegt im einfachen Einbau beliebig komplexer Produktionsprofile, sofern diese normiert sind. Bei Profilen, in denen  $p(r)$  in vielen Gebieten sehr klein ist, kann das Einfügen allerdings viele Versuche benötigen und die Laufzeit verlängern; in der Praxis fällt das insbesondere wegen der nicht allzu hohen Zahl einzufügender Ionen pro Zeitschritt (meist 1000) nicht wesentlich ins Gewicht.

Sobald die Schwerionen in die Simulationsbox eingefügt sind, werden sie in der Berechnung nicht anders als Sonnenwindionen behandelt, nur üblicherweise mit einem anderen Verhältnis aus Masse und Ladung. Auch die Splitting- und Mergingprozesse können auf die Schwerionen angewendet werden, wobei hier andere optimale Teilchenzahlen pro Zelle vorgegeben werden können als beim Sonnenwind.

Für die Simulationen der Venus musste für den Umgang mit Teilchen noch eine kleine Änderung am Code gemacht werden: Üblicherweise ist die Simulation so eingestellt, dass beim Splitting eine Ausnahme von der Teilchenzahlregel bei steigenden Dichten gemacht wird. Dabei wird die vorgegebene optimale Teilchenzahl zunächst mit der aktuellen Hintergrunddichte der Zelle multipliziert, um die effektive Dichte für den Beginn des Splitting zu erhalten. Der Sinn dieser Anpassung liegt beispielsweise bei Situationen mit Bow Shocks, an denen die Plasmadichte ungefähr um den Faktor 4 steigt. Dies führt direkt zu einer vierfach erhöhten Teilchendichte und somit zu vielen Splitting-Prozessen, die nicht wirklich nötig wären, da sich die Teilchenzahlen bei üblichen Einstellungen noch schnell berechnen lassen. Allerdings treten bei Simulationen wie der Venus Probleme auf; die Teilchenzahlen in der Ionosphäre können durch die Einfügung in Verbindung mit dem nur sehr langsamen Abtransport schnell in fünfstelligen Größen wachsen, ein Splitting wird durch die hohen Dichten trotzdem verhindert. Bei solch hohen Teilchenzahlen sind jedoch die Teilchen-Sortieralgorithmen, die in jeder Zelle laufen und zum Splitting und Merging benötigt werden, sehr ineffizient und benötigen daher übermäßig lange, ebenso die Berechnung der Teilchenbewegung allein aufgrund der hohen Anzahl in diesem Bereich. Daher wurde die Normierung der Teilchenzahl auf die Hintergrunddichte für die Venus-Simulationen abgeschaltet, so dass auch in der Ionosphäre das Splitting einsetzt und somit keine extrem hohen Teilchenzahlen erreicht werden. Der Code läuft somit für dieses Szenario schneller; Auswirkungen auf den Sonnenwind in der Magnetosheath konnten nicht festgestellt werden.

### 3.3 Dynamische Randbedingungen

Ebenfalls neu hinzugekommen im A.I.K.E.F.-Code ist die Möglichkeit der Verwendung dynamischer Randbedingungen. Übliche Simulationen werden mit festen Hintergrundwerten für den Sonnenwind gestartet und rechnen bis zur Quasi-Stationarität. Jedoch gibt es Fälle, in denen gezielt transiente Prozesse, die also nicht im stationären Fall auftreten, untersucht werden sollen. Eine noch recht einfache Variante dieser Anpassungen ist die Änderung des Sonnenwindmagnetfeldes, beispielsweise bei einem Sektordurchgang wie in Abschnitt 4.2.5 für die Venus beschrieben. Dabei wird neben der anfänglichen (alten) und der zweiten (neuen) Feldrichtung eine Übergangszeit vorgegeben, während dieser die Feldrichtung linear interpoliert von alt auf neu geändert wird, sowie ein Simulationszeitschritt, zu dem dies passiert. Diese Funktion gab es bereits im Vorgänger-Code, wo sie beispielsweise von Simon und Motschmann (2009) am Titan benutzt wurde.

Für die dynamischen Simulationen des Mondes, die in Abschnitt 4.1 vorgestellt werden, wurde eine neue Funktion des A.I.K.E.F.-Codes verwendet: Magnetfeld, Dichte und Geschwindigkeit können während der Simulation anhand eines vorher festgelegten Datensatzes angepasst werden. Von besonderem Vorteil ist dies dann, wenn ein Datensatz existiert, der nicht die Messdaten der durch Plasmawechselwirkungsprozesse beeinflussen eigentlichen Messsonde enthält, sondern die eines nahen Beobachters im ungestörten Sonnenwind. Außerhalb des erdnahen Weltraums sind solche Konstellationen jedoch sehr selten, können jedoch beispielsweise auch bei Swing-by-Manövern auftreten, wenn der gravitativ assistierende Planet bereits von einer anderen Sonde umkreist wird. Beim Einfügen in den Code sollte der verwendete Datensatz auf Sekundenabstände (oder weniger) interpoliert werden, falls er in größerer zeitlicher Auflösung vorliegt. Dadurch verringern sich die Unterschiede zwischen den einzelnen Schritten und die Stabilität wird erhöht.

Für die dynamischen Simulationen wird jedoch eine angepasste Behandlung der Trajektorien-Ausgabedaten benötigt, diese ist zwar nicht Bestandteil des A.I.K.E.F.-Codes, soll jedoch trotzdem hier beschrieben werden. Wie in stationären Simulationen auch werden von einer dynamischen Simulation regelmäßig Ausgabewerte entlang der vorgegebenen Trajektorie der messenden Raumsonde ausgegeben. Allerdings wird in stationären Simulationen nur die Trajektorie eines Zeitschritts verwendet oder ggf. über 100 aufeinanderfolgende Zeitschritte gemittelt, so dass am Ende nur eine Trajektorie eines Zeitpunktes bzw. eine gemittelte Trajektorie eines Zeitintervalls analysiert werden muss. Bei einer dynamischen Simulation, die einen Vorbeiflug in Echtzeit nachsimuliert, ergibt sich eine zusätzliche Herausforderung: Jeder Punkt der Trajektorie ist nur zu einem bestimmten Zeitpunkt gültig, dies entspricht der Bewegung der Messsonde. Jeder Punkt der final auszuwertenden Trajektorie besteht also aus den Daten eines anderen Simulationszeitschrittes, so dass aus den Daten aller Ausgabezeitschritte die final auswertbare Trajektorie erstellt werden muss. Das Vorgehen ist dabei wie folgt:

1. Erstellen der Ausgabedaten

Liegen die Daten der Messsonde beispielsweise im Sekundenabstand vor, muss die untersuchte Trajektorie jede Anzahl Code-Zeitschritte ausgegeben werden, die ei-

ner Echtzeit-Sekunde entspricht. Das bedeutet, dass z.B. alle 20 Zeitschritte eine neue Trajektorie erzeugt wird; eine stationäre Simulation würde diese nur alle 1000 oder 2000 Zeitschritte (oder auch nur zum Ende der Simulation, bei erreichter Stationarität) ausgeben. Bei einem zweistündigen Vorbeiflug ergibt dies 7200 Trajektorien pro Ausgabewert (z.B.  $n_{sw}$ ,  $u_{sw}$ ,  $B$  usw.) und eine Laufzeit der Simulation von 144000 Zeitschritten.

## 2. Sortieren der Datenpunkte

Der A.I.K.E.F.-Simulationscode läuft parallel mit vielen Prozessen, wobei jeder Prozess unabhängig die Daten des ihm zugewiesenen Teilgebietes ausgibt. Die Daten eines einzelnen Prozesses sind zwar jeweils in der richtigen Reihenfolge, die Datenblöcke der verschiedenen Prozesse jedoch noch nicht. Daher muss nun die Datei jedes Zeitschritts sortiert werden, indem die enthaltenen Koordinaten mit denen aus der Original-Trajektoriendatei abgeglichen werden.

## 3. Zeitliche Selektion

Nun müssen aus den vielen sortierten Trajektorien diejenigen Datenpunkte herangezogen werden, die zum richtigen Zeitpunkt an der richtigen Stelle liegen. Da anders als im Beispiel die Umrechnung von Zeitschritten auf Sekunden selten ganzzahlig ist, kann es hierbei zu Differenzen kommen, so dass nicht pauschal die nächste Zeile der Datei im nächsten Zeitschritt verwendet werden kann. Daher muss zunächst der nächste am dichtesten am Sekundenwert liegende Ausgabezeitschritt errechnet werden und dann aus der entsprechenden Datei die Daten des richtigen Messpunktes in die finale Trajektoriendatei kopiert werden.

Nach diesen Schritten steht die gewünschte finale Trajektorie zur Verfügung, die an jedem Raumpunkt die Daten zum jeweils passenden Zeitpunkt enthält. Sie kann nun mit den Originaldaten verglichen werden. Insbesondere wegen des intensiven Dateizugriffs auf sehr viele Dateien mit ebenfalls vielen Zeilen erwies sich dieses Verfahren als recht zeitaufwändig; im Fall der im nächsten Kapitel beschriebenen ARTEMIS-Simulationen dauerte die Erstellung der finalen Trajektorie aus den Ausgabedaten etwa eine Stunde.



## 4 Simulationen

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Simulationen vorgestellt, zunächst jene zum Mond, anschließend die zur Venus. Abschließend werden beide insbesondere in Bezug auf Sonnenwinddynamik verglichen.

### 4.1 Simulation des ARTEMIS-Vorbeiflugs am Mond

In diesem Abschnitt werden die Simulationen des Vorbeifluges von ARTEMIS am Mond vom 13. Februar 2010 vorgestellt. Hierbei wird auf die stationäre Simulation und die dynamische Simulation eingegangen, was sowohl Parameter als auch Ergebnisse betrifft. Vorab steht eine Kurzbeschreibung der ARTEMIS-Mission, die auch erklärt, wie es zu diesem ersten Vorbeiflug kam. Dieser Abschnitt beruht weitestgehend auf der Veröffentlichung Wiehle et al. (2011).

#### 4.1.1 Die ARTEMIS-Mission

Am Anfang der ARTEMIS-Mission stand ungewöhnlicherweise kein Raketenstart, sondern eine andere Mission: THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms). Das Ziel dieser 5-Satelliten-Mission war es, durch gleichzeitige Messungen die Erdmagnetosphäre, insbesondere dynamische Prozesse wie Teilstürme, zu untersuchen. Nach der erfolgreichen Durchführung der zweijährigen Hauptmission im Jahr 2009 wurden drei Satelliten in der Erdumgebung belassen, die Satelliten THEMIS B und C jedoch auf eine neue Bahn Richtung Mond geschickt. Für diese Verlängerungsmmission wurde die Bezeichnung ARTEMIS (Acceleration, Reconnection, Turbulence and Electrodynamics of the Moon's Interaction with the Sun) gewählt. Mit zwei parallel arbeitenden Satelliten wird es möglich, Tag- und Nachtseite des Mondes synchron zu vermessen. Die Satelliten sind Mitte 2011 in einen Mondorbit eingeschwenkt.

Der nachsimulierte Vorbeiflug ereignete sich am 13. Februar 2010, während ARTEMIS P1 (ehemals THEMIS B) sich noch auf dem Transit zum Mond befand; auch die Flugbahnen dieses Transits wurden jedoch so entworfen, dass mehrere lunare Flybys enthalten

sind. Daher befindet sich der Satellit zu diesem Zeitpunkt auch nicht auf einem Orbit, sondern einer verhältnismäßig geraden Flugbahn, die ihn während seines zweiten Mondvorbeiflugs hinter dem Mond entlang zum ersten Mal durch den Mondwake führte. Während dieser Zeit zeigten die Messdaten des Magnetometers wellenartige Strukturen, so dass bereits über vom Mond angeregte Wellen diskutiert wurde. Eine Plasmasimulation sollte zeigen, ob sich diese Vermutungen bestätigen ließen.

### 4.1.2 Messdaten und Simulationsanpassung

Als Daten werden die Magnetfelddaten des Flux-Gate Magnetometers (FGM) (Auster et al. 2008) sowie Teilchendaten des Electrostatic Analysers (ESA) (McFadden et al. 2008) verwendet. Hiervon sind insbesondere Ionendichte und -geschwindigkeit relevant, die direkt mit der Simulation verglichen werden können. Die Verwendung der Daten gestaltete sich jedoch nicht als ganz einfach: Während des Vorbeiflugs befand sich die Sonde zwischen 08:53 UT und 09:29 UT nicht nur im Mondwake, sondern gleichzeitig auch im Mondschaten. Diese Bereiche sind nicht zwingend identisch, da der Schatten entlang der Sonne-Mond-Achse verläuft, während der Wake entlang der Sonnenwindrichtung entsteht, die um einige Grad abweichen kann; als innerer Wake wird im Folgenden die Region bezeichnet, die im Fall fehlender Wiederauffüllung keine Teilchen enthielte. Während des Fluges durch den Mondschaten kühlt die Sonde durch die fehlende Sonneneinstrahlung aus, die Ausleger ziehen sich zusammen. Hierdurch kommt es zu einer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit, während gleichzeitig der Sonnensensor, welcher die Richtung der Sonne bestimmt und damit die Ausrichtung der Sonde ermittelt, nicht funktionieren kann, weil es im Schatten keine Sichtlinie zur Sonne gibt. Somit kann die Orientierung des Raumfahrzeugs nicht mehr bestimmt werden. Allerdings kam dieser Fall im Rahmen der Themis-Mission bereits vor, während sich die Satelliten im Erdschatten innerhalb des Erdmagnetfeldes befanden. Dank des nahezu konstanten Magnetfeldes während dieser Phase konnte ein Modell zur Korrektur der Spinänderung der Sonde entwickelt werden, welches nun auch für die Korrektur des nicht-konstanten Feldes am Mond verwendet wurde (Georgescu et al. 2011).

Beim Vergleich von Simulation und Daten werden hier zwei verschiedene Koordinatensysteme verwendet: Die Messdaten liegen im SSE-System (Selenocentric Solar Ecliptic) vor, welches das üblicherweise verwendete Koordinatensystem für Monddaten darstellt. Hierbei zeigt die x-Achse zur Sonne, die y-Achse in der Ekliptikebene der Erde entgegen deren Orbitrichtung und die z-Achse rechtshändig senkrecht hierzu. In der Simulation sind die Orientierung von x- und y-Achse umgekehrt; x zeigt von der Sonne weg, y in Umlaufrichtung. Die z-Achse ist in beiden Systemen identisch. Abbildung 4.1 zeigt die Gegenüberstellung dieser beiden Koordinatensysteme, in Abbildung 4.2 sind die Komponenten der Trajektorie und ihre Projektion auf die yz-Ebene dargestellt.

Zum Vergleich der Messdaten mit den Sonnenwinddaten werden die Daten des Magnetfelds, Teilchendichte und -geschwindigkeit aus der hochauflösenden (HRO) NASA-OMNI-Datenbank herangezogen. Abbildung 4.3 zeigt den Vergleich von ARTEMIS P1



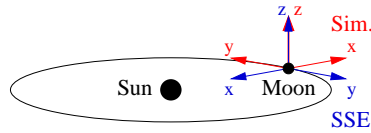


Abbildung 4.1: Skizze der verwendeten Koordinatensysteme. Im SSE-System (Selenocentric Solar Ecliptic, blau) zeigt die x-Achse zur Sonne, die y-Achse gegen die Erdumlaufrichtung, die z-Achse vervollständigt das rechtshändige System. Im Koordinatensystem der Simulation (rot) sind die Richtungen der x- und y-Achse umgekehrt, die z-Achse ist identisch.

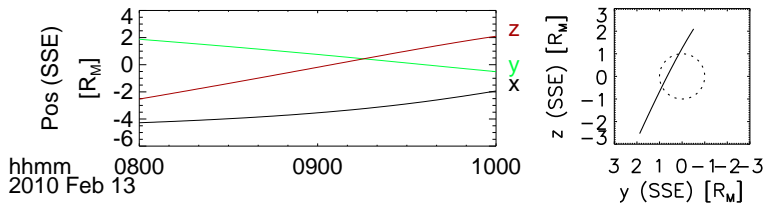


Abbildung 4.2: Orbit von ARTEMIS P1 von 08:00 UT bis 10:00 UT. Der linke Plot zeigt die Position in SSE-Koordinaten; der rechte Plot zeigt die yz-Ebene, wobei der gestrichelte Kreis die Position des Mondes darstellt.

und OMNI-Daten. Die OMNI-Datenbank bildet eine Kombination aus den Messdaten der Sonnenwind-Satelliten WIND und ACE, die sich im erdnahen Umfeld außerhalb der Magnetosphäre befinden. Diese Messdaten werden an die Spitze der Bugstoßwelle der Erde verschoben<sup>1</sup>. Während des Vorbeiflugs am 13. Februar befand sich der Mond zwischen Sonne und Erde, in Abb. 4.3 treten Merkmale des Sonnenwindes daher in den ARTEMIS-Daten zeitlich vor den OMNI-Daten auf. Nun könnten die OMNI-Daten in Gänze zeitlich verschoben werden, allerdings zeigt eine genauere Betrachtung, dass die Merkmale nicht alle gleichweit verschoben sind; es gab während des zweistündigen Intervalls keine exakt gleichbleibende Sonnenwindgeschwindigkeit. Das Ziel ist es, die Daten so anzupassen, dass sie den Sonnenwind am Zufluss der Simulationsbox abbilden und als Parameter für die Simulation verwendet werden können.

Dazu werden die Daten in zwei Schritten angepasst: zunächst werden die OMNI-Daten unter Vergleich mit den ARTEMIS-Daten auf die ARTEMIS-Position angepasst, im zweiten Schritt wird dieser angepasste Datensatz als Ganzes von der ARTEMIS-Position hinter dem Mond an den Zufluss der Simulationsbox bei  $1.2R_M$  verschoben.

Für den ersten Schritt werden als erstes die OMNI-Geschwindigkeitsdaten an die P1-Daten angepasst, hierzu werden Daten aus beiden Quellen von 08:10 bis 08:30 UT herangezogen, wo eine konstante Geschwindigkeit vorliegt. Die Differenz dieser Geschwindigkeiten zwischen beiden Datensätzen wird auf die OMNI-Daten als konstanter Offset

<sup>1</sup>Genauere Beschreibungen finden sich unter <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>

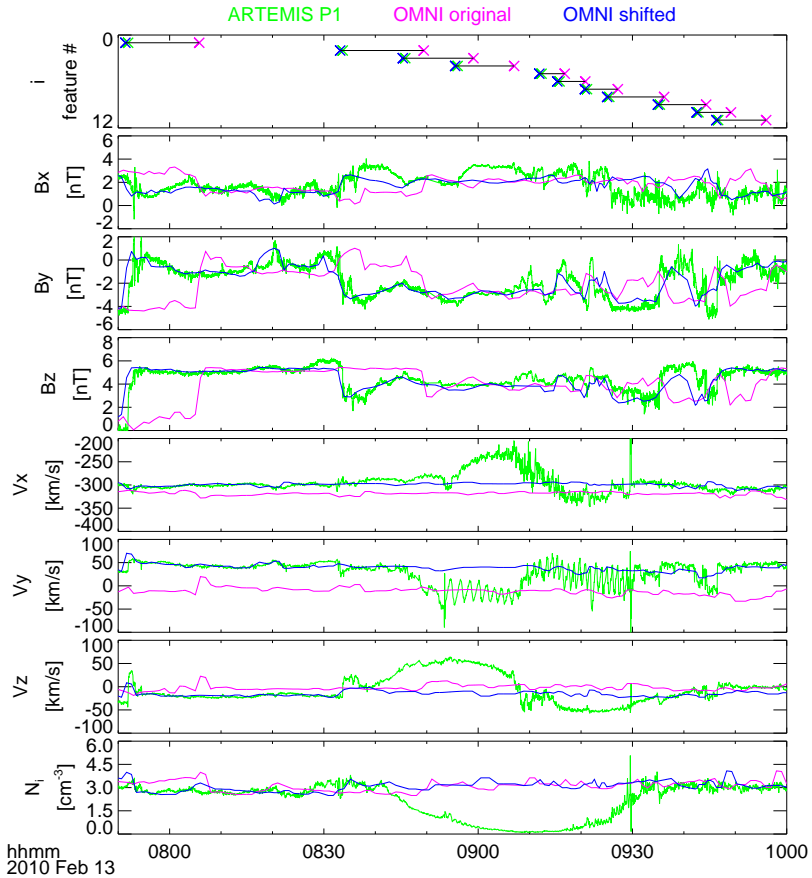


Abbildung 4.3: Vergleich der Daten von ARTEMIS P1 (grün) und dem OMNI-Datensatz (rosa: unmodifiziert, blau: zeitversetzt auf die Sonnenwindbedingungen  $1.2 R_M$  vor dem Mond). Daten von oben nach unten: Nummer des Merkmals  $i$  über zugehörige Zeit, wie in 4.1 aufgeführt; Magnetfeld ( $B_x$ ,  $B_y$  und  $B_z$  in SSE), Ionengeschwindigkeit ( $V_x$ ,  $V_y$  und  $V_z$  in SSE), Ionendichte  $N_i$ . Die Raumsonde war zwischen 08:53 und 09:29 UT im Mondschatten, während dieser Zeit tritt ein sinusförmiges Artefakt in der  $V_y$ -Komponente auf.

aufgeschlagen, so dass die Werte für den gewählten Bereich im Mittel übereinstimmen. Die zeitliche Anpassung der Daten erfolgt mithilfe von prägnanten Merkmalen in den Magnetfeldmessungen. Die Kreuze im oberen Panel der Abbildung 4.3 identifizieren gemeinsame Merkmale von OMNI- und P1-Magnetfelddaten. Gleichhohe Kreuze stehen für dasselbe Merkmal, die Farbe gibt die Quelle des Merkmals an (P1, OMNI oder verschobene OMNI-Daten). Diese markierten Zeiten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet, die zeitliche Differenz zwischen P1 und OMNI-Daten schwankt während der Dauer des Vorbeiflugs zwischen ca. 14 und weniger als 10 Minuten. Von den Zeiten der P1-Merkmale werden die Sonnenwindbewegung zwischen dem Zufluss der Simulationsbox ( $1.2R_M$ ) und ARTEMIS P1 (x-Koordinate,  $r_{i,P1,x}$ ) abgezogen:

$$t_{i,1.2R_M} = t_{i,P1} + \frac{1.2R_M - r_{i,P1,x}}{v_{i,OMNI,x}}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $t_{i,1.2R_M}$  die Zeit des Merkmals  $i$  am Simulationsboxzufluss,  $t_{i,P1}$  die von P1 gemessene Zeit des Merkmals sowie  $v_{i,OMNI,x}$  die Plasmageschwindigkeit aus den OMNI-Daten zur entsprechenden Zeit. Die OMNI-Daten sind zeitverschoben sowie mittels linearer Interpolation gestreckt oder gestaucht, so dass die Merkmalszeiten der OMNI-Daten mit den berechneten Daten am Simulationsboxzufluss übereinstimmen. Der Vergleich dieser modifizierten OMNI-Daten mit den P1-Daten ist in Abbildung 4.3 enthalten; die Übereinstimmung ist insbesondere für die  $B_y$ - und  $B_z$ -Komponente sehr gut, für  $B_x$  etwas weniger gut. Die Geschwindigkeits- und Dichtedaten weisen keine nennenswerten Vergleichsmerkmale auf und zeigen daher eine hohe Übereinstimmung, ausgenommen natürlich die Zeit des Wake-Durchflugs, wo die Daten aber auch nicht übereinstimmen können und sollten. Die verschobenen OMNI-Daten sind den P1-Daten etwas voraus, da sie an den Boxanfang bei  $1.2R_M$  verschoben sind, um direkt für die dynamische Simulation verwendet werden zu können.

### 4.1.3 Stationäre Simulation

Bevor allerdings eine dynamische Simulation in Angriff genommen wird, muss zunächst der stationäre Fall möglichst gut beschrieben werden. Prinzipiell handelt es sich beim Mond um ein resistives Hindernis, also um einen Körper mit geringer Leitfähigkeit, der nicht durch eine zusätzliche Ionosphäre geschützt ist. Bei der Umsetzung einer solchen Simulation sind im Wesentlichen zwei Aspekte entscheidend: Die Resistivität des Hindernisses und der Umgang mit dem Magnetfeld in der Schattenzone.

Der Standardplanet der Simulation wird erzeugt, indem alle in einen Kugelradius eindringenden Teilchen entfernt werden. Es gibt jedoch keine künstlichen Randbedingungen für die elektromagnetischen Felder. Da jedoch im Code üblicherweise keine nennenswerte Resistivität im Plasma vorliegt ( $\eta = 1/\mu_0\sigma = 0$ ), wird das Magnetfeld  $\underline{B}$  gemäß

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \nabla \times (\underline{u} \times \underline{B}) + \eta \Delta \underline{B} \quad (4.2)$$

in Abwesenheit von mit Geschwindigkeit  $\underline{u}$  bewegtem Plasma nicht verändert, kann also insbesondere nicht in das Objekt eindringen. Dies entspricht dem Fall der Supraleitung;

Tabelle 4.1: Zeitpunkte der Sonnenwindmerkmale, die sowohl in den OMNI- als auch den ARTEMIS-Magnetfelddaten auftreten.  $i$  benennt die laufende Nummer des Merkmals. Die letzte Spalte gibt an, zu welchem Zeitpunkt die OMNI-Merkmale verschoben wurden, um die Sonnenwindbedingungen  $1.2 R_M$  vor dem Mond (Simulationsboxgrenze) abzubilden.

	OMNI Zeit	P1 Zeit	Zeit bei $1.2 R_M$
$i$	$t_{i,OMNI}$ (UT)	$t_{i,P1}$ (UT)	$t_{i,1.2 R_M}$ (UT)
1	08:05:46	07:51:56	07:51:24
2	08:49:25	08:33:40	08:33:10
3	08:59:05	08:45:50	08:45:21
4	09:07:00	08:56:00	08:55:31
5	09:16:50	09:12:20	09:11:53
6	09:20:50	09:15:50	09:15:23
7	09:27:10	09:21:10	09:20:44
8	09:36:10	09:25:30	09:25:05
9	09:44:20	09:35:20	09:34:57
10	09:49:10	09:42:50	09:42:28
11	09:56:00	09:46:40	09:46:19

durch die verhinderte Diffusion wird eine sehr hohe Leitfähigkeit erreicht, das im Sonnenwind eingefrorene Magnetfeld wird am Hindernis aufgestaut. Das prinzipielle Wechselwirkungsbild ist analog dem einer Ionosphäre, welche ebenfalls sehr gut leitfähig ist. Dies entspricht aber nicht der Beschaffenheit des Mondes, so dass in der Simulation im Bereich des Hindernisses eine Leitfähigkeit  $\eta$  gesetzt werden muss, die eine Diffusion des Magnetfeldes ermöglicht. Dieses Vorgehen ist analog zu vorangegangenen Arbeiten über resistive Körper wie Rhea (Roussos et al. 2008), Tethys (Simon und Motschmann 2009) oder Enceladus (Kriegel et al. 2009).

Gemäß Gl. (4.2) ist die Geschwindigkeit des Magnetfeldtransports proportional zur Resistivität  $\eta$ . Um eine Aufstauung zu vermeiden, sollte die Resistivität so hoch gewählt werden, dass das Magnetfeld mit der gleichen Geschwindigkeit durch das Hindernis diffundiert, wie der Sonnenwind in der Umgebung das Objekt umströmt. Ein Richtwert für  $\eta$  lautet damit

$$\eta \geq u \cdot 2R_M \quad (4.3)$$

Damit ist der Mond für das Magnetfeld transparent und es kommt, wie in Messungen beobachtet, zu keiner Aufstauung des Magnetfeldes vor dem Hindernis. Natürlich muss auch der physikalische Wert der Leitfähigkeit dem des Erdmondes entsprechen, hierfür wurde  $\sigma = 10^{-7}$  S/m gemäß (Dyal et al. 1974) gewählt.

Nachdem dieser tagseitige Umgang mit dem anströmenden Magnetfeld gelöst ist, muss gewährleistet werden, dass das Magnetfeld das Objekt auch auf die physikalisch richtige Weise verlässt. Das Magnetfeld wird durch das resistive Hindernis diffundiert und erreicht dessen Nachtseite, wo ebenfalls keine Aufstauung auftreten sollte. Jedoch wurden die Sonnenwindteilchen beim Auftreffen auf die Oberfläche des Hindernisses absorbiert

bzw. aus der Simulation entfernt; im Bereich hinter dem Objekt befindet sich damit kein bewegtes Plasma, welches den Weitertransport des Magnetfeldes bewirken könnte. Auch der Bereich mit  $\eta > 0$  wird an dieser Stelle verlassen, so dass es abermals zu einer Aufstauung des Magnetfeldes kommt. Hier bieten sich wieder zwei Ansätze an: Zum einen kann wiederum eine Resistivität gesetzt werden, welche auf den Bereich dieser Schattenzone beschränkt ist. Diese Option wurde von Müller (2009) untersucht. Allerdings ist die Festsetzung dieses Bereichs schwierig, da unphysikalische Beschreibungen des Plasmas aufgrund einer künstlichen Leitfähigkeit vermieden werden sollen und die Grenzen der Notwendigkeit dieser Methode nicht klar festgesetzt werden können. Daher wird die zweite Möglichkeit verwendet, die im Prinzip aus der Vermeidung des Vakuums besteht. Hierzu werden hinter dem Hindernis künstliche Sonnenwindteilchen eingefügt, die zwar Masse und Geschwindigkeit des eigentlichen Sonnenwindes haben, aber eine um mehrere Größenordnungen ( $10^{-6}$ ) reduzierte Dichte aufweisen. Somit ist eine Beeinträchtigung der zu untersuchenden Plasmawechselwirkung quasi ausgeschlossen. Den gleichen Ansatz wählten bereits Lipatov et al. (2005) bei der Simulation eines Exoplaneten. Eine alternative Methode für diesen Ansatz besteht darin, die auf das Hindernis eintreffenden Sonnenwindteilchen nicht komplett zu löschen, sondern einen Bruchteil von ihnen zu erhalten, die das Objekt anschließend wieder verlassen, wie es beispielsweise von Trávníček et al. (2005) ausgeführt wurde. Diese zusätzlichen Teilchen hinter dem Hindernis ermöglichen es dem Magnetfeld, das Objekt ohne Aufstauung wieder zu verlassen.

Die zur Simulation verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.2 angegeben. Die Daten wurden aus dem Durchschnittswert der Messung zwischen 8:35-8:27 sowie 9:32-9:34 UT ermittelt, d.h. kurz vor bzw. kurz nach dem Wake-Bereich. Bei der Wahl dieses Bereichs wurde versucht, eine möglichst gute Annäherung an die gesamte Messung zu finden, was natürlich wegen des variablen Sonnenwinds nur eingeschränkt gelingen kann. Das Temperaturen der Ionen von  $\beta_i = 0.2$  und Elektronen mit  $\beta_e = 0.5$  wurden gewählt, da diese Einstellung die beste Übereinstimmung mit den Daten ergab. Damit sind die simulierten Teilchen kälter als mit den Werten aus den OMNI-Daten von  $\beta_{i,e} \approx 1$ ; Simulationen mit diesen Daten führten im Vergleich zu den ARTEMIS-Messungen jedoch zu einer zu schnellen Auffüllung des Wakes: Entlang der ARTEMIS-Trajektorie hätte die geringste Dichte dann noch 60% des Hintergrundwertes betragen und das Magnetfeld stiege im Wake auf das Doppelte des Hintergrundwertes an; dies entspricht jedoch nicht den gemessenen Daten.

Die Simulation wurde auf einem kartesischen Gitter mit 112 Zellen in jeder Raumrichtung durchgeführt; die physikalische Größe der Simulationsbox beträgt 6 Mondradien in jeder Richtung. Die Protonenträgheitslänge  $x_0$  ergibt sich aus den verwendeten Hintergrundwerten zu ca. 128 km, in dieser Einheit ist der Mond etwa  $13.5x_0$  groß, während die Größe einer Gitterzelle  $0.72x_0$  beträgt. Da am Mond keine tagseitige Wechselwirkung auftritt, konnte das Zentrum des Mondes auf  $1.2R_M$  hinter den Anfang der Simulationsbox vorverlegt werden, um einen größeren Teil des nachseitigen Wakes in der Simulation zu erfassen. Folglich erstreckt sich die Simulationsbox von  $-1.2R_M$  bis  $4.8R_M$  in x-Richtung und jeweils  $\pm 3R_M$  in y- und z-Richtung.

Tabelle 4.2: Simulationsparameter der stationären und dynamischen Simulation. In der dynamischen Simulation werden Sonnenwinddichte, -Magnetfeld und -Geschwindigkeit aus den interpolierten OMNI-Daten verwendet.

Parameter	Stationäre Simulation	Dynamische Simulation
Sonnenwinddichte	$N_{sw} = 3.14 \text{ cm}^{-3}$	dynamisch
Sonnenwind-Magnetfeld	$\underline{B}_{sw} = (1.71, -4.49, 2.80) \text{ nT}$	dynamisch
Sonnenwind-Geschw.	$\underline{v}_{sw} = (-295.6, 31.6, -5.2) \text{ km/s}$	dynamisch
Plasmabeta Ionen, Elektr.	$\beta_i = 0.2, \beta_e = 0.5$	
Gitterzellen	$112 \times 112 \times 112$	
Boxgröße x	$-1.2R_M \leq x \leq 4.8R_M$	
Boxgröße y	$-3R_M \leq y \leq 3R_M$	
Boxgröße z	$-3R_M \leq z \leq 3R_M$	

Abbildung 4.4 zeigt als Übersicht das Ergebnis der stationären Simulation in der xz- und xy-Ebene. Der Mondwake ist am deutlichsten in den Dichteplots (a) und (d) zu erkennen am Bereich stark reduzierter Dichte hinter dem Mond. Ein Vergleich der beiden Ebenen zeigt, dass die Auffüllung asymmetrisch ist: am rechten Rand der Simulationsbox ist der Wake in Plot (a) schmaler als in Plot (d). Seitlich des inneren Wakes breitet sich ein weiteres Gebiet mit verringerter Dichte aus, die Verdünnungswelle, die vom inneren Wake ausgeht. Hierher stammen die Teilchen, die bereits zur Wiederauffüllung des Wakes beigetragen haben. Ein kleines Gebiet mit unveränderter Dichte ist am rechten Boxrand ab  $45x_0$  zu erkennen; hier hat sich die Welle anscheinend vom Wake getrennt. Die Ausbreitung des Wakes ist nicht ganz parallel zur Sonne-Mond-Achse, da der Sonnenwind nicht genau aus  $-x$ -Richtung kommt sondern auch Geschwindigkeitsanteile in y- und z-Richtung aufweist. Davon stammen ca. 30 km/s der y-Komponente aus der Bewegung des Mondes (zusammen mit der Erde) um die Sonne (Aberration), die für eine Neigung des Wakes sorgen. In den Geschwindigkeitsplots (b) und (e) findet sich sowohl ein Bereich mit erhöhter als auch ein Bereich mit reduzierter Geschwindigkeit. Diese Diskrepanz nimmt mit zunehmender Entfernung vom Mond ab. Die Ursache für diesen Effekt liegt in der Richtung des Magnetfeldes wie in Abb. 4.6 skizziert; in der yz-Ebene in Abb. 4.5 ist der Effekt noch besser zu erkennen. Das Magnetfeld in Plots (c) und (f) ist im Wake um ca. 30% erhöht, an dessen Rändern dafür um ca. 10% reduziert, was mit den Daten übereinstimmt. Der Simulationsplot gibt so einen guten Überblick über die prinzipielle Struktur der Wechselwirkung, die bei der Auffüllung des Wakes von den diamagnetischen Strömen produziert wird (Colburn et al. 1967).

Einen besseren Blick auf den Einfluss des Magnetfeldes zeigen die Plots der yz-Ebene in Abb. 4.5. Die gezeigten Schnitte zeigen die Abstände  $1.2R_M$ ,  $3.5R_M$  und  $4.8R_M$  (von oben nach unten) hinter dem Mond. Dargestellt sind (v.l.n.r) die Sonnenwinddichte, -geschwindigkeit und das Magnetfeld. Die mittlere Reihe zeigt zusätzlich die Projektion der ARTEMIS-Flugbahn, die etwa in dieser Ebene liegt. Diese berührt nur den Rand des inneren Wakes, was auch am direkten Wiederanstieg der Dichtemessungen in Abb. 4.7 zu sehen ist; das sonst erwartete Plateau ohne messbare Teilchendichte bleibt aus.

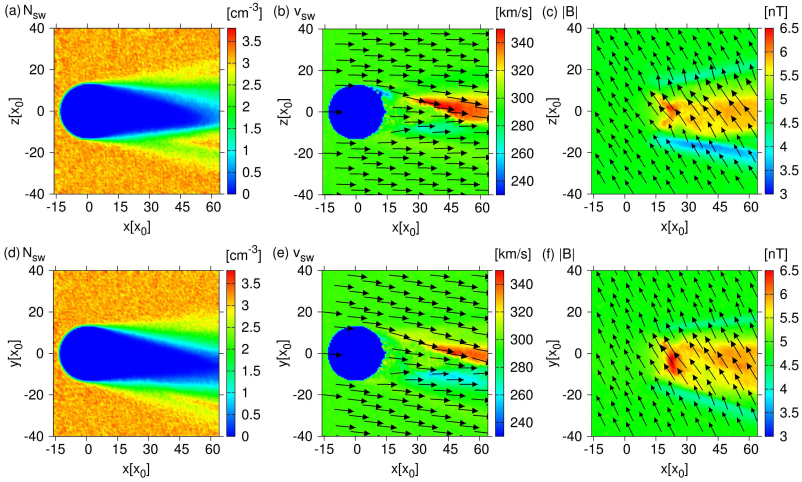


Abbildung 4.4: Ergebnisse der stationären Simulation: xz-Ebene (obere Zeile), xy-Ebene (untere Zeile). Die Entstehung und Ausbreitung des Mondwakes ist in den Dichteplots (a) und (d) am besten zu sehen. Der Betrag der Geschwindigkeit, Plots (b) und (e), im Wake ist asymmetrisch. Die Magnetfeldstärke ist im Wake erhöht (Plots (c) und (f)).

In den Dichteplots (a), (d) und (g) der Abb. 4.5 ist die asymmetrische Ausdehnung des Mondwakes gut sichtbar, die Asymmetrie ist dabei parallel zur Magnetfeldrichtung. Die Verdünnungswelle breitet sich senkrecht zum Magnetfeld aus und, wie in Plot (g) zu sehen, ist bei dieser Entfernung von  $4.8 R_M$  vom inneren Wake getrennt. Die Plots (b), (e) und (h) zeigen den Betrag der Sonnenwindgeschwindigkeit; das Gebiet hinter dem Mond wird durch das umgebende Plasma wieder aufgefüllt. Die durch das Magnetfeld verursachte Asymmetrie ist in Plot (b), direkt hinter dem Mond, noch kaum ausgeprägt, die Wiederauffüllung scheint hier fast symmetrisch zu verlaufen. Dies ändert sich mit zunehmendem Abstand zum Mond, wie Plots (e) und (h) zeigen, wo deutliche Bereiche erhöhter oder verringerter Geschwindigkeit erkennbar sind. Abgesehen von einigen Störungen verläuft die Trennlinie zwischen beiden Regionen senkrecht zum Magnetfeld. In diesen Störungen zeigt sich die Ursache für die Erhöhung in der z-Komponente der Geschwindigkeit in Abb. 4.10, die Grenzschicht ist also auch unter den hier verwendeten stationären Anströmbedingungen instabil. Die Anisotropie in der Geschwindigkeit wird durch die x-Komponente des Magnetfelds verursacht. Abbildung 4.6 skizziert die Situation: die Plasmateilchen treten entweder parallel oder antiparallel zum Magnetfeld in den Wake ein, dies ergibt sich durch die Frozen-In-Bedingung. In der Skizze werden Teilchen von oberhalb des Mondes beschleunigt, Teilchen von unterhalb des Mondes abgebremst. Dieser Effekt wurde auch im Vorbeiflug von WIND nachgewiesen (Ogilvie et al. 1996). Die beiden Plasmaströme treffen innerhalb des Wakes zusammen, wodurch die instabile Grenzschicht entsteht.

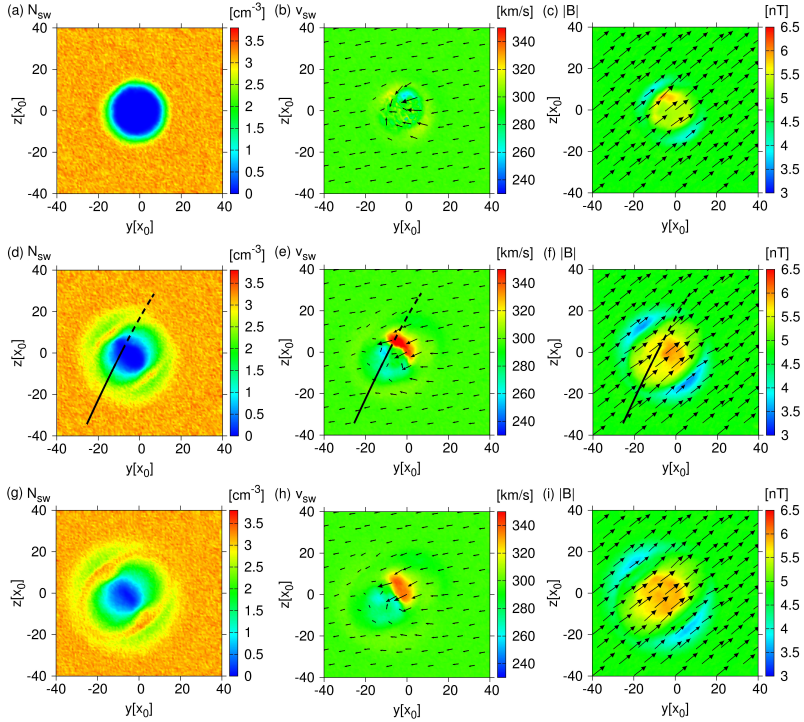


Abbildung 4.5: Ergebnisse der stationären Simulation,  $yz$ -Ebene. Die Eben schneiden hinter dem Mond bei  $1.2 R_M$ ,  $3.5 R_M$  und  $4.8 R_M$  (von oben nach unten). Die Plots zeigen die Sonnenwinddichte, -Geschwindigkeit und das Magnetfeld (von links nach rechts). Die Trajektorie ist in den  $3.5 R_M$ -Plots eingezeichnet, da dies etwa dem Abstand während des Vorbeiflugs entspricht. Die durchgezogene schwarze Linie zeigt den Trajektorienteil vor der Ebene, die gestrichelte Linie den dahinterliegenden Teil.



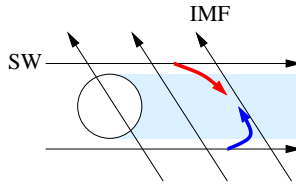


Abbildung 4.6: Skizze der Asymmetrie der absoluten Geschwindigkeit. Die Teilchen gelangen nur parallel zum Magnetfeld in den Lunar Wake. Von oberhalb kommende Teilchen werden beschleunigt (roter Pfeil), von unterhalb kommende Teilchen abgebremst (blauer Pfeil). Die Asymmetrie wird also durch eine sonnendwindparallele Komponente im Magnetfeld verursacht.

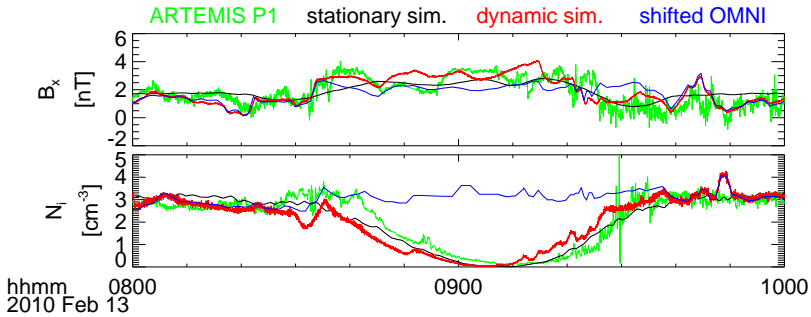


Abbildung 4.7: Vergleich der ARTEMIS-Daten (grün), der angepassten Sonnenwind-Daten (blau), der stationären Simulation (schwarz) und der dynamischen Simulation (rot). Der obere Plot zeigt die x-Komponente des Magnetfeldes (SSE), der untere die Ionendichte. Die dynamische Situation passt besser zu den Daten, da sie den starken Schwankungen des Sonnenwinds folgen kann.

#### 4.1.4 Dynamische Simulation

Für die dynamische Simulation wurden die Sonnenwinddaten am Eingang der Simulationsbox ( $-x$ -Rand) bei jedem Zeitschritt neu aus den modifizierten OMNI-Daten eingelesen und die Simulation entsprechend eingestellt. Dabei wurden Magnetfeld, Geschwindigkeit und Dichte variiert, die anderen Parameter wurden gemäß Tab. 4.2 konstant gelassen.

Zur Einbringung dieser Daten in die Simulation wurden die Daten von Minuten auf Sekunden linear interpoliert. Dies ermöglicht geringere Differenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Werten, was numerische Stabilität bringt und eine auftretende Divergenz des Magnetfeldes verringert. Diese tritt auf, da über den gesamten  $-x$ -Rand der Simulationsbox der gleiche Wert des Magnetfeldes eingestellt wird. Damit ist  $\partial B_y / \partial y = \partial B_z / \partial z =$

0, aber  $\partial \cdot \mathbf{B} / \partial x \neq 0$ , so dass  $\nabla B \neq 0$  wird. Allerdings wurde bei Betrachtungen der Simulation festgestellt, dass dieser Effekt um zwei Größenordnungen geringer ist als die Stromdichte im Sonnenwind, womit keine ungewollten Effekte auf die Plasmawechselwirkung zu erwarten sind. Der durch die dynamischen Einströmbedingungen eingeführte Fehler ist also vernachlässigbar.

Da der gesamte Vorbeiflug von etwa zwei Stunden Echtzeit simuliert werden musste, hat die dynamische Simulation eine deutlich längere Laufzeit als die stationäre Simulation, die lediglich bis zur Quasi-Stationarität laufen muss. Während der Laufzeit werden in sekundlichen Abständen die Daten entlang der ARTEMIS-Trajektorie ausgegeben. Am Ende der Simulation wird aus diesen vielen Sekundendaten dann ein Datensatz erstellt, der die Daten an jeder Position zum jeweils richtigen Zeitpunkt enthält und somit direkt mit den Messdaten verglichen werden kann; dieses Vorgehen wurde in Abschnitt 3.3 bereits genauer beschrieben.

Abbildung 4.7 zeigt einen Ausschnitt aus den Daten von ARTEMIS und OMNI sowie Ergebnisse der stationären und der dynamischen Simulation entlang der Trajektorie für die Sonnenwinddichte und die x-Komponente des Magnetfelds (SSE). Der Mondwake ist am besten in der Sonnenwinddichte im unteren Plot zu erkennen; zwischen 08:40 und 09:40 UT ist ein Dichterückgang bis fast auf Vakuumniveau feststellbar. Um 09:15 UT treten in den P1-Daten sowie in der dynamischen Simulation einige Fluktuationen auf, die als intrinsische Instabilität des Wakes interpretiert werden könnten. Ein Vergleich zu den OMNI-Daten zeigt jedoch, dass diese Fluktuationen bereits im Sonnenwind enthalten sind, sie sind folglich kein Resultat der Mondwechselwirkung. Auch die stationäre Simulation erzeugt diese Effekte nicht. Der Vergleich von ARTEMIS-Daten, Sonnenwinddaten und Simulationen ermöglicht also die Unterscheidung zwischen vom Sonnenwind und von der Mondwechselwirkung ausgehenden Einflüssen.

Der obere Plot in Abb. 4.7 zeigt die x-Komponente des Magnetfelds. Der Großteil der Variationen und scheinbaren Wellenstrukturen haben ihren Ursprung im Sonnenwind; die dynamische Simulation enthält diese Strukturen ebenfalls. Die Präsenz des Mondwakes wird am Anstieg des Magnetfelds im Wake und einem kleinem Abfall an dessen Flanken deutlich. Dies stimmt mit der bekannten Wechselwirkungsstruktur überein (Whang und Ness 1970). Innerhalb des Wakes sind dynamische Simulation und OMNI-Daten bis auf eine Verschiebung um 1 nT gleich; die Magnetfeldstärke in x-Richtung ist erhöht, aber es entstehen keine zusätzlichen Strukturen. Dies wird auch in der stationären Simulation entlang der Trajektorie deutlich:  $B_x$  ist erhöht, folgt aber nicht den Sonnenwindstrukturen. Ein Vergleich nur mit der stationären Simulation würde diese Situation nicht eindeutig aufklären können, da die sonnenwindverursachten Störungen in derselben Größenordnung liegen wie die Effekte des Mondwakes. In beiden Plots in Abb. 4.7 erzeugt die dynamische Simulation eine bessere Wiedergabe der Messdaten als die stationäre Simulation. Daher werden die Daten ab sofort nur noch mit der dynamischen Simulation verglichen. Auf die Ergebnisse der stationären Simulation wird weiter unten bei der Betrachtung von Wellenmoden nochmals zurückgegriffen.

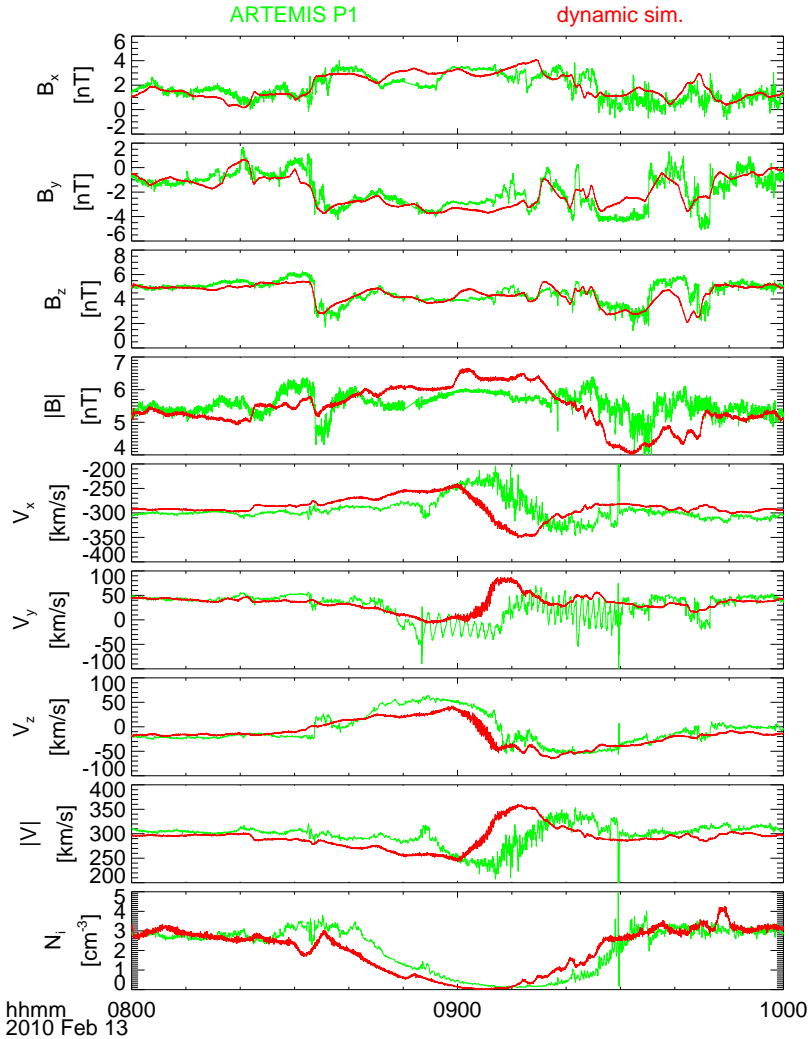


Abbildung 4.8: Vergleich der ARTEMIS-Daten (grün) und der dynamischen Simulation (rot) für die gesamte Zeit des Vorbeifluges. Die dynamische Simulation weist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten des Magnetfeldes auf. In Geschwindigkeit und Dichte können die gemessenen Strukturen mit leichten Verschiebungen ebenso reproduziert werden.

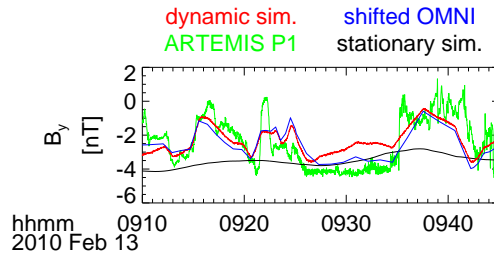


Abbildung 4.9: Vergleich der ARTEMIS-Daten (grün), der angepassten Sonnenwind-Daten (blau), der stationären Simulation (schwarz) und der dynamischen Simulation (rot) für die  $B_y$ -Komponente. Die wellenartigen Strukturen werden bereits vom Sonnenwind mitgeführt, in der stationären Simulation können sie nicht reproduziert werden.

Alle Komponenten des Magnetfeldes der dynamischen Simulation sind in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen, wie in Abb. 4.8 zu sehen. Auf die x-Komponente wurde oben bereits eingegangen. In der y- und z-Komponente scheinen viele Muster auf eine Wellenanregung hinzudeuten. Ein Vergleich mit dem Sonnenwindhintergrund, beispielhaft für die y-Komponente von 09:10 bis 09:40 UT in Abb. 4.9 dargestellt, offenbart die Quelle dieser Muster: Alle werden bereits vom Sonnenwind mitgeführt, auch sind sie in der stationären Simulation nicht enthalten. Im Gegenteil, der Mondwake hat anscheinend nahezu keinen Einfluss in der y- und z-Komponente. Die enthaltenen Schwankungen stammen alle aus Sonnenwindfluktuationen, was erneut die Wichtigkeit dessen Einbeziehung in die Simulation demonstriert. Die Sonnenwindfluktuationen in der Geschwindigkeit sind, im Vergleich zu denen im Magnetfeld, deutlich schwächer als der Einfluss des Mondwakes, wie in den vier mittleren Plots in Abb. 4.8 zu sehen.

Alle Komponenten zeigen ein entgegengesetztes Strömungsmuster („counterstreaming“), wie es auch in vorangegangenen Vorbeiflügen gefunden wurde (Ogilvie et al. 1996). Dieses Muster ist am stark sinusförmigen Verlauf der Geschwindigkeit sichtbar, die einen recht scharfen Übergangspunkt bei ungefähr 09:10 UT aufweist. Es findet sich in allen Komponenten, da das Magnetfeld nicht genau auf einer der Koordinatenachsen liegt. Auf den ersten Blick ist daher schwer zu erkennen, dass die Richtung dieses Strömungsmusters wirklich parallel zum Magnetfeld liegt; dies ist in den Plots der Simulationsergebnisse in Abb. 4.5 besser zu sehen.

Die abgebildeten Geschwindigkeitsdaten von ARTEMIS können noch Abweichungen von der tatsächlichen Geschwindigkeit erhalten, die aus der Spinkorrektur stammen. Diese musste nur auf die x- und y-Komponente angewendet werden, da die z-Komponente parallel zur Spinachse stand. Die schnellen Fluktuationen im Mondschatten werden durch den Betrieb des ESA-Instruments im magnetosphärischen Modus statt im Sonnenwindmodus verursacht (McFadden et al. 2008), was zu einer geringeren Winkelauflösung der Ionenmessungen führt.

Obwohl auch die x- und y-Komponente der Geschwindigkeit qualitativ gut zur Simulation passen, soll nur die z-Komponente weiter diskutiert werden. Den Geschwindigkeitsanstieg in  $V_z$  gegen 08:50 UT kann von der Simulation nicht in voller Höhe beschrieben werden. Dies könnte daran liegen, dass die Auffüllung des Wakes durch Ladungstrennung und die daraus resultierenden elektrischen Felder erfolgt; die beweglichen Elektronen bewegen sich zuerst in den Wake. Dies kann in dieser Simulation, die Quasi-Neutralität voraussetzt, nicht realisiert werden. Nach dem Übergangspunkt, an dem die beiden transversalen Geschwindigkeitskomponenten das Vorzeichen wechseln, finden sich zwei Ausschläge in der Simulation und mehrere in der gemessenen Geschwindigkeit  $V_z$ . Abbildung 4.10 zeigt einen genaueren Ausschnitt dieses Bereichs. Die Sonnenwindgeschwindigkeit ist hier recht stabil, weiterhin ist auch ein Ausschlag in der stationären Simulation vorhanden. Folglich stammen diese Ausschläge aus dem Auffüllungsprozess und könnten auf eine Wirbelstruktur im inneren Wake hindeuten. Der Bereich des inneren Wakes ist ein instabiles Gebiet, die Effekte könnten daher durch eine Zweistrom-Instabilität hervorgerufen werden.

In Abb. 4.10 passt die stationäre Simulation anscheinend besser zu den Daten als die dynamische. Dies zeigt einerseits, dass die verwendeten Durchschnittswerte die Bedingungen während des Durchflugs durch den inneren Wake recht gut abbilden. Andererseits müsste die dynamische Simulation diesen Bedingung noch besser entsprechen, da die Geschwindigkeit immer wieder angepasst wird. Die Ausbreitung des Wakes verläuft parallel zur Richtung des anströmenden Sonnenwindes; eine geringfügig andere Anströmrichtung führt daher zu einer veränderten Ausbreitungsrichtung des Wakes und bei Verfolgung der P1-Flugbahn zu einem verschobenen Übergangspunkt in der Geschwindigkeit. Wahrscheinlich enthalten die verwendeten OMNI-Daten eine geringe Abweichung zur tatsächlichen Geschwindigkeit, wodurch sich Unterschiede zwischen der dynamischen Simulation und den ARTEMIS-Messungen ergeben.

#### 4.1.5 MHD-Wellenausbreitung im Mondwake

Bei konstanten Anströmbedingungen bildet sich eine stationäre Wakestruktur hinter dem Mond aus. Ankommende Sonnenwindteilchen werden an der Mondoberfläche absorbiert, das Magnetfeld diffundiert durch den nicht-leitfähigen Mond jedoch hindurch. Da die thermische Auffüllung nur einen recht geringen Teilchenfluss in die innere Wake-Region erzeugt, bleibt der Wake auf einer Länge von vielen Mondradien bestehen. Das plötzliche Fehlen von Teilchen stromabwärts des Mondes ist wahrscheinlich die Quelle magnetohydrodynamischer Wellen, die sich entlang des Wakes ausbreiten. Die drei MHD-Moden (Fast, Alfvén und Slow) erzeugen jeweils charakteristische Störungssignaturen in Dichte und Magnetfeld. Die Fast-Mode, die sich in jede Richtung ausbreiten kann, komprimiert gleichermaßen Dichte und Magnetfeld. Die Slow-Mode breitet sich hauptsächlich feldparallel aus und die Störung in Dichte und Magnetfeld sind antikorreliert. Auch die Alfvén-Mode breitet sich feldparallel aus, erzeugt jedoch keine Komprimierung des Magnetfelds.

Die yz-Ebene stellt einen Querschnitt durch den Wake dar, in dem die beschriebenen Wellen gut sichtbar sein sollten. Hierzu werden die Magnetfeldvektoren dieser Ebene in ein feldparalleles Koordinatensystem transformiert, was eine einfache Trennung in feldparallele und feldsenkrechte Komponenten ermöglicht. Weiter wird die Hintergrundstärke des Magnetfeldes subtrahiert, so dass nur Abweichungen des Hintergrundfeldes bestehen bleiben. Abbildung 4.11 zeigt diese Abweichungen in der Ebene in  $4.8 R_M$  Entfernung. Die feldparallele Komponente im linken Plot der Abb. 4.11 kann positives oder negatives Vorzeichen haben. Dies ist bei der feldsenkrechten Komponente, die im rechten Plot aufgetragen ist, nicht der Fall, da 2D-Richtungsangaben auf der Ebene nicht im Plot dargestellt werden können; es ist daher nur der Absolutwert der Störung erfasst. Beide Komponenten sollten im ungestörten Sonnenwind Null sein. Das Zentrum des Störungen liegt nicht im Zentrum der gezeigten yz-Ebene, da die Sonnenwindgeschwindigkeit nicht parallel zur Sonne-Mond-Achse liegt, was auch in Abb. 4.4 zu sehen ist.

Die überlagerten weißen/schwarzen Linien in Abb. 4.11 repräsentieren die Ausbreitungsgrenzen der MHD-Moden. Zu deren Berechnung wurden Slow-, Fast- und Alfvén-Mode von der Mondoberfläche ausgehend überlagert. Der äußere Kreis umschließt die Phasenfront der Fast-Mode. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird anhand der Dispersionsrelation der MHD-Wellen in warmen Plasmen berechnet. Die magnetosonische Geschwindigkeit ist hierbei durch  $c_{ms} = \sqrt{v_a^2 + c_s^2}$  gegeben, dabei sind  $v_a = 59 \text{ km/s}$  die Alfvéngeschwindigkeit im ungestörten Sonnenwind und  $c_s = v_a \cdot \sqrt{\gamma\beta/2} = 34.9 \text{ km/s}$  die Schallgeschwindigkeit. Für den Adiabatenkoeffizienten wird wie im Hybrid-Code  $\gamma = 2$  verwendet, das Plasmabeta wurde auf  $\beta = (\beta_i + \beta_e)/2 = 0.35$  gesetzt. Da die gezeigte Schnittebene einen Abstand von  $4.8 R_M$  hat, haben die MHD-Moden bei einer Sonnenwindgeschwindigkeit von  $297 \text{ km/s}$   $t = 28 \text{ s}$  Zeit zur Ausbreitung. Daher hat der äußere Kreis zum innersten Kreis einen Abstand von  $c_{ms} \cdot t$  (in feldsenkrechter Richtung), der innerste Kreis stellt den geometrischen Wake dar: einen Kreis mit Radius  $R_M$ , der entsprechend des Sonnenwindgeschwindigkeitsvektors positioniert ist.

Diese dargestellten Ausbreitungsgrenzen erinnern an ein Friedrichs-(I)-Diagramm, was aber streng genommen nicht der Fall ist: Während ein Friedrichsdiagramm von der Punktquelle ausgehende Modengeschwindigkeiten zeigt, sind die Linien in Abb. 4.11 das Resultat der Anwendung des Huygens'schen Prinzips auf viele Punktquellen entlang der Mondoberfläche. Für jeden Winkelgrad entlang des inneren Kreises zeigt der Plot die weitestmögliche Ausbreitung der jeweiligen Mode unter Berücksichtigung aller Punktquellen zur gegebenen Zeit. Dies erklärt auch, warum die Grenzen von Slow- und Alfvén-Mode Ausbreitung in feldsenkrechter Richtung aufweisen, was in einen Friedrichs-Diagramm für eine einzelne Punktquelle nicht der Fall wäre.

Die zwei mittleren Linien begrenzen das Ausbreitungsgebiet der Alfvén- bzw. Slow-Mode. Das Friedrichs-Diagramm wird durch die Abweichungen in Magnetfeld und Dichte auf der gezeigten Schnittebene gut wiedergegeben, obwohl die x-Komponente des Magnetfeldes nicht für die Berechnung der Ausbreitung berücksichtigt wurde. Das Gebiet verringerter Magnetfeldstärke liegt in dem Bereich, der nur vom äußeren Kreis (dem der Fast-Mode) umschlossen wird. Hier liegt auch ein Bereich verringerter Sonnenwinddichte vor, auch sind kaum feldsenkrechte Störungen vorhanden. Dies deutet auf eine Druckstö-

rung hin; zusammen mit der Korrelation des Rückgangs von Magnetfeld und Teilchendichte kann die Störung hier klar als Fast-Mode identifiziert werden. Dies ist auch die einzige Mode, die in der verfügbaren Zeit von  $t = 28$  s in diesen Bereich expandieren kann (Verdünnung-Fast-Mode-Welle). In feldparalleler Richtung, im linken Plot der Abb. 4.11, bestehen zwischen der Slow-Mode-Grenze und dem Mondradius sowohl feldparallele als auch feldsenkrechte Störungen. Dabei sind die feldparallelen Komponenten positiv, das Magnetfeld ist also erhöht. In diesem Bereich ist jedoch die Teilchendichte reduziert, so dass hier die Slow-Mode vorliegt, für die Magnetfeldstärke und Dichte antikorreliert sind. Im Bereich zwischen den Grenzen der Slow- und Alfvén-Mode sind die Störungen im Magnetfeld vorrangig in feldsenkrechter Richtung vorhanden, die Dichte erreicht hier fast Sonnenwindniveau. Daher sind die Störungen hier nicht kompressibel, sondern von alfvénischer Natur. Dies ist jedoch eine andere Situation als bei Enceladus (Kriegel et al. 2009) oder Io (Linker et al. 1988), wo Regionen mit hoher Leitfähigkeit stehende Alfvén-Wellen (sog. Alfvén-Flügel) hervorrufen. In diesen Plots der Magnetfeldkomponenten konnten so alle drei MHD-Moden in der stationären Simulation des Mondwakes identifiziert werden. Die berechneten maximalen Ausbreitungsgrenzen zeigen außerdem eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen.

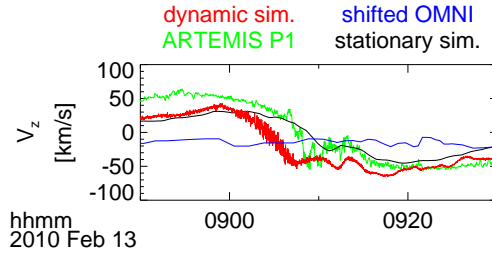


Abbildung 4.10: Vergleich der ARTEMIS-Daten (grün), den modifizierten OMNI-Daten (blau), der stationären Simulation (schwarz) und der dynamischen Simulation (rot). Abgebildet ist die z-Komponente der Geschwindigkeit (SSE) von 08:50 bis 09:30 UT.

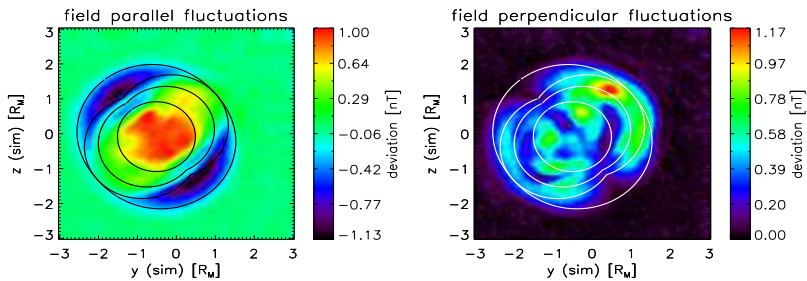


Abbildung 4.11: Variationen des Magnetfelds in der yz-Ebene parallel (links) und senkrecht (rechts) zum Hintergrundmagnetfeld. Die Linien zeigen die berechnete weitestmögliche Wellenausbreitung der MHD-Moden ausgehend von der Mondoberfläche (innerster Kreis) bis zur gezeigten Ebene bei  $4.8 R_M$ .



## 4.2 Simulationen der Venus-Wechselwirkung

Der nun folgende Abschnitt beschäftigt sich mit den Plasmasimulationen in der Umgebung der Venus. Auch wenn bereits Untersuchungen mit Simulationscodes vorgenommen wurden, bietet sich unter Verwendung des A.I.K.E.F.-Codes doch die Möglichkeit zu weiterreichenden Studien, die so bisher noch nicht betrieben wurden. Ein Schwerpunkt liegt auf der besseren Beschreibung der Ionosphäre, so dass Prozesse wie die in Abschnitt 2.2.6 vorgestellten Magnetisierungszustände in den Simulationen reproduziert werden können. Einen weiteren Schwerpunkt bilden dynamische Prozesse: Simulationen unter wechselnden Sonnenwindbedingungen können beispielsweise Prozesse während eines Sektordurchgangs des interplanetaren Magnetfeldes abbilden oder auch die Situation spontaner Änderungen in der Anströmgeschwindigkeit untersuchen.

In diesem Kapitel wird zunächst die Ausgangssituation dieser Arbeit erläutert, insbesondere, welche Simulationsstudien bereits gemacht wurden. Anschließend wird auf die Modellierung der Venus-Ionosphäre im Hybrid-Code eingegangen. Der dritte Abschnitt beschäftigt sich mit den Einstellungen im Code, die eine Untersuchung der Venus mit Fokus auf die Ionosphäre ermöglichen. Anschließend wird konkret die Abhängigkeit der Magnetisierung der Ionosphäre von den Parametern Resistivität, Auflösung und Anströmgeschwindigkeit untersucht. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird der Durchgang einer magnetischen Sektorgrenze im Sonnenwind nachgebildet und die dadurch ausgelösten transienten Effekte beschrieben.

### 4.2.1 Ausgangssituation

Seit die PVO-Mission genauere Erkenntnisse zur Plasmawechselwirkung und der Ionosphäre lieferte, entstanden viele Arbeiten über die Interpretation von Messdaten und auch Simulationen des Planeten mit verschiedenen Schwerpunkten. Als zusammenfassende Arbeit stellt Russell et al. (2006) die Erkenntnisse der PVO-Mission in allen Bereichen vor. Detailliertere Betrachtungen des ionosphärischen Magnetfeldes finden sich bei Luhmann und Cravens (1991); hierbei handelt es sich ebenfalls um eine Zusammenfassung vorangegangener Arbeiten dieser und weiterer Autoren. Eine jüngere statistische Untersuchung der mit VEX gemessenen Magnetisierungszustände wurde von Angsmann et al. (2011) durchgeführt.

Der Effekt verschiedener Magnetisierungszustände ist also schon seit den frühen Tagen von PVO bekannt, trotzdem findet er nur in wenigen Simulationen Beachtung. Den Schwerpunkt legen viele Studien zunächst auf der Wiedergabe der Grenzflächen (Martinez et al. 2009) und des Ionen-Pickups (Kallio et al. 2006, Jarvinen et al. 2009, Liu et al. 2009). Jarvinen et al. (2008) untersuchten statistisch das Magnetfeld aus PVO-Daten, die Simulationen hatten allerdings in Planetennähe nicht die notwendige Auflösung, um ionosphärische Prozesse abzubilden. In Kallio et al. (2008) wird der Verlauf des Magnetfeldes nachgezeichnet, allerdings nur die Grenzregionen außerhalb der Ionosphäre wie z.B.

der Bow Shock, auf die Ionosphäre wird nicht eingegangen. In einem 2D-Hybrid-Modell beschreiben Terada et al. (2002) Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten an der Ionopause, befassen sich aber nicht mit Magnetisierungszuständen. In Jarvinen et al. (2013) liegt der Schwerpunkt auf den Veränderungen der Plasmaumgebung durch die vorherrschende Magnetfeldrichtung. Trotz hoher ionosphärischer Dichten wird jedoch auch hier nicht auf die Magnetisierung eingegangen.

Arbeiten, die auf die Magnetisierung eingehen, nahmen bestimmte Einschränkungen vor. So simulierten Jin et al. (2008) mit einem MHD-Modell den Sonnenwinddruck zum Eindringen des Magnetfelds in die Ionosphäre, beschränkten die Simulation jedoch auf zwei Dimensionen sowie auf einen Halbkreis auf der Tagseite des Planeten. Ebenso wie Terada et al. (2009), die in 3D-MHD-Simulationen auch die Magnetisierung untersuchen, wird jedoch das Magnetfeld an der inneren Grenze, also dem Planeten, zu Null forciert; eine selbstkonsistente Beschreibung der gesamten Wechselwirkung ist somit nicht mehr gegeben. Shimazu und Tanaka (2008) widmen sich mit einem Vollteilchenmodell gezielt den magnetischen Flussröhren in einer kleinen, periodischen Simulationsbox, die innerionosphärische Prozesse nachbildet; die umgebende planetare Plasmawechselwirkung kann so nicht beschrieben werden.

Die ionosphärische Magnetisierung wurde folglich noch nicht im Kontext selbstkonsistenter 3D-Plasmawechselwirkung simuliert. Auch für den Mars, dessen Wechselwirkungsbild vergleichbar ist, existieren keine entsprechenden Arbeiten. Die Ursache dürfte in dem recht hohen numerischen Aufwand einer solchen Simulation liegen: Einerseits muss die gesamte Plasmawechselwirkung des Planeten abgedeckt werden, die mit Magnetosheath-Region etwa einen Radius von mindestens 10000 km umschließt, andererseits muss die Ionosphäre gut aufgelöst werden können, deren Breite zwischen ca. 300 km am subsolaren Punkt und 1000 km am Terminator variiert. Weiterhin fällt auf, dass beispielsweise die Hybrid-Simulationen von Martinecz et al. (2009) oder Jarvinen et al. (2009) nicht annähernd die hohen ionosphärischen Dichten erreichen, die für die Venus gemessen wurden. Auf die hieraus entstehenden Probleme für die Simulation der Magnetisierung wird in Abschnitt 4.2.3.2 noch genauer eingegangen. Der A.I.K.E.F.-Code mit der Technik der Gitterverfeinerung bringt die nötigen Voraussetzungen mit, um trotz dieser numerischen Herausforderungen Simulationen der gesamten Sonnenwindwechselwirkung der Venus mit Magnetisierungszuständen der Ionosphäre anzugehen.

## 4.2.2 Modellierung der Ionosphäre

In Abschnitt 3.2.4 wurde erklärt, dass die planetaren Ionen anhand eines Einfügeprofils nach und nach in die Simulation eingefügt werden. Das für alle Venus-Simulationen verwendete Einfügeprofil soll hier erläutert werden. Es basiert auf den von Martinecz et al. (2009) für Venus und ebenso von Bößwetter et al. (2004) für Mars verwendeten Profilen, diese wieder auf dem Modell der Chapman-Ionosphäre fußen. Fox (2007) zeigte, dass die Venus-Ionosphäre sehr gut mit dem Chapman-Modell übereinstimmt, obwohl die dabei angesetzte Isothermie in der Praxis nicht erfüllt ist.

Eine Ionosphäre entsteht durch Ionisation einer neutralen Atmosphäre. Ihre Höhengausdehnung beginnt dort, wo ionisierte Teilchen nicht sofort einen Rekombinationspartner finden, wie es in tieferen, dichten Atmosphärenregionen immer der Fall ist. Diese Höhe liegt bei Venus auf ca. 120 km (Pätzold et al. 2007). Die Ionosphäre endet im Fall der Venus an der Ionopause zwischen ca. 300 km und 1000 km, wo die Ionendichte stark abfällt.

Die Dichte der Atmosphäre an einer bestimmten Höhe ergibt sich über die hydrostatische Grundgleichung; gefordert wird dafür ein Druckgleichgewicht mit den darüber und darunter liegenden Schichten. Betrachtet man ein Volumenelement  $dV = A \cdot dz$ , wobei die Fläche  $A$  parallel zur Oberfläche läuft und  $dz$  eine infinitesimale Höhendifferenz beschreibt, herrscht in diesem der ideale Gasdruck  $p = n_n k_B T$ , wobei  $n_n$  die Neutralteilchendichte,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur darstellen. Die Kraft auf dieses Element besteht aus den Druckkräften von oben ( $p_{z+}$ ) und unten ( $p_{z-}$ ) sowie der Gravitationskraft auf die Teilchen der Masse  $m$ ; seitliche Drücke heben sich auf:

$$F_{dV} = p_{z-}A - p_{z+}A - n_n mg \cdot dV \quad . \quad (4.4)$$

Diese Kraft muss verschwinden, damit die atmosphärische Dichteverteilung stabil bleibt. Damit ist

$$\begin{aligned} 0 &= p_{z-}A - p_{z+}A - n_n mg \cdot dV \\ 0 &= p_{z-} - p_{z+} - n_n mg \, dz \\ \frac{dp}{dz} &= -n_n mg \\ \frac{dn_n}{dz} &= -\frac{n_n mg}{k_B T} \end{aligned}$$

Dabei wird für unterschiedliche Höhen dieselbe Temperatur vorausgesetzt (Isothermie). Integration liefert

$$\begin{aligned} \ln(n_n) &= -\frac{mg}{k_B T} \cdot z \\ n_n(z) &= n_0 \cdot \exp\left[\frac{mg}{k_B T} \cdot (z_0 - z)\right] = n_0 \cdot \exp\left(\frac{z_0 - z}{H}\right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Hierbei wurden die Skalenhöhe  $H = k_B T / mg$  sowie die Dichte  $n_0$  an der Referenzhöhe  $z_0$  eingeführt. Analog zu Martinecz et al. (2009) werden nun sowohl die kalten als auch die heißen Sauerstoffatome berücksichtigt, beide weisen unterschiedliche Referenzhöhen  $z_1$  und  $z_2$  mit entsprechenden Dichten  $n_1$  und  $n_2$  sowie die Skalenhöhen  $H_1$  und  $H_2$  auf; wegen ihrer hohen Energie werden die heißen Sauerstoffatome noch in größeren Höhen gefunden als die kalten. Mit zwei berücksichtigten Spezies ergibt sich

$$n_n(z) = n_1 \cdot \exp\left(\frac{z_1 - z}{H_1}\right) + n_2 \cdot \exp\left(\frac{z_2 - z}{H_2}\right) \quad , \quad (4.6)$$

wobei der Index 1 für den kalten und 2 für den heißen Sauerstoff steht, die numerischen Werte finden sich in Tab. 4.3. Eine Berücksichtigung weiterer Spezies erfolgt nicht, da Sauerstoff oberhalb von 180 km die dominante Spezies bildet (Pätzold et al. 2007) und damit für die Plasmawechselwirkung maßgeblich ist.

Mit diesem Ausdruck für die Dichte der neutralen Atmosphäre kann nun die Ionendichte bestimmt werden. Die Ionisation ist dort am größten, wo viel Strahlung auf viele Teilchen trifft. Die ankommende Strahlung wird beim Durchgang durch die Atmosphäre abgeschwächt, so dass sie tiefere Schichten kaum erreicht; in den hohen Schichten sind wiederum nur wenige Teilchen vorhanden, die überhaupt ionisiert werden könnten. Für die Absorption der eintreffenden Strahlung gilt zunächst

$$-\frac{dI}{ds} = \sigma n_n I \quad , \quad (4.7)$$

hierbei sind  $I$  die Intensität der Strahlung,  $s$  der in der Atmosphäre zurückgelegte Weg und  $\sigma$  der Absorptionsquerschnitt. Die Beziehung des Weges  $s$  zur Höhe  $z$  ergibt sich zu  $s = z / \cos(\chi)$ , wobei  $\chi$  der Winkel zwischen senkrechter Höhe und Einfallsweg ist. Somit gilt:

$$\frac{dI(z)}{I(z)} = -\frac{\sigma}{\cos(\chi)} n_n(z) dz \quad (4.8)$$

und damit

$$I(z, \chi) = I_\infty \exp \left( -\frac{\sigma}{\cos(\chi)} \int_z^\infty n_n(z') dz' \right) \quad . \quad (4.9)$$

Einsetzen von Gl. (4.6) und Ausführung der Integration liefert

$$I(z, \chi) = I_\infty \exp \left( -\frac{\sigma}{\cos(\chi)} \left[ n_1 H_1 \exp \left( \frac{z_1 - z}{H_1} \right) + n_2 H_2 \exp \left( \frac{z_2 - z}{H_2} \right) \right] \right) \quad . \quad (4.10)$$

Die Ionenproduktionsrate  $Q$  ist proportional zur Absorption aus Gl. (4.7), wobei der Faktor der Ionisationseffizienz hier analog zu Bößwetter et al. (2004) zu 1 angenommen wird. Es folgt

$$Q(z, \chi) = \sigma n_n I = n_n(z) \nu \cdot \exp \left( -\frac{\sigma}{\cos(\chi)} \left[ n_1 H_1 \exp \left( \frac{z_1 - z}{H_1} \right) + n_2 H_2 \exp \left( \frac{z_2 - z}{H_2} \right) \right] \right) \quad (4.11)$$

mit der Photoionisationsfrequenz  $\nu = \sigma I_\infty$ . Diese Funktion  $Q(z, \chi)$  dient in der Simulation zur Festlegung der Entstehungsorte neuer Ionen. Vor dem Einbau muss sie aber noch normiert werden, da die Einfügewahrscheinlichkeit, wie in Abschnitt 3.2.4 erklärt, zwischen 0 und 1 liegen muss. Dazu muss das Maximum der Ionisationsrate ermittelt werden; durch  $dQ(z, \chi)/dz = 0$  erhält man die Höhe der maximalen Produktion  $z_M$ ; das Maximum für  $\chi$  liegt offensichtlich bei  $\chi = 0$  und damit  $Q_M = Q(z_M, \chi = 0)$ . Nun kann die Produktionsfunktion in der Simulation verwendet werden.

Der während der Rechnung herangezogene Winkel  $\chi$  ist der solare Zenit-Winkel (solar zenith angle, SZA). Der SZA ist der Winkel zwischen der Verbindung des Planetenzentrums mit dem aktuellen Beobachtungspunkt und der subsolaren Linie, also der Verbindungslinie zwischen Planetenzentrum und Sonne. In der Nähe des Terminators geht jedoch  $\chi \rightarrow 90^\circ$  und damit in Gl. (4.11)  $1/\cos(\chi) \rightarrow \infty$ . Daher wird ab  $\chi = 87^\circ$  keine Winkelabhängigkeit mehr verwendet, sondern der Wert konstant auf  $\chi = 87^\circ$  gelassen, was etwa 5% der maximalen tagseitigen Produktion entspricht. Gleichzeitig wird  $Q(z, \chi = 87^\circ)$  für

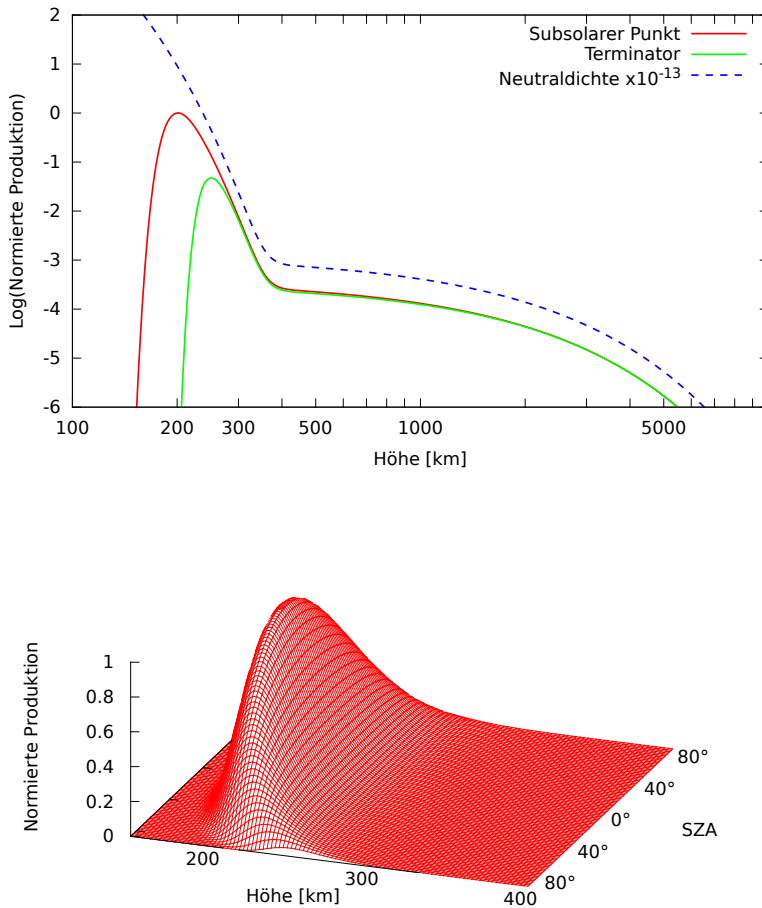


Abbildung 4.12: Normierte Produktionsfunktion für die Ioneneinfügung. Oben: Doppelt Logarithmische aufgetragener 1D-Verlauf für den subsolaren Punkt ( $\chi = 0^\circ$ ) und am Terminator ( $\chi = 87^\circ$ ) sowie der Verlauf der Neutralsdichte. Unten: Linear aufgetragener 2D-Plot über die Tagseite. Das Chapman-Profil begrenzt die Produktion im Wesentlichen auf eine Höhenausdehnung von 200-300 km, am Terminator ist das Produktionsmaximum geringer und in größerer Höhe.

Tabelle 4.3: Werte des für die Simulationen verwendeten Ionenproduktionsprofils aus Gl. (4.11), wie sie auch bei Martinecz et al. (2009) verwendet wurden, sowie die daraus resultierenden Größen am subsolaren Punkt und beim Terminator.

Parameter		Wert
Photoionisationsfrequenz	$\nu$	$4.55 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
Gesamte Produktionsrate	$Q_{Tot}$	$1.037 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$
Referenzdichte kalter Sauerstoff	$n_1$	$2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$
Referenzhöhe kalter Sauerstoff	$z_1$	110 km
Skalenhöhe kalter Sauerstoff	$H_1$	16.7 km
Referenzdichte heißer Sauerstoff	$n_2$	$4.1 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$
Referenzhöhe heißer Sauerstoff	$z_2$	1000 km
Skalenhöhe heißer Sauerstoff	$H_2$	920 km
Höhe Produktionsmaximum $\chi = 0^\circ$	$z_{M,0}$	201 km
Höhe Produktionsmaximum $\chi = 87^\circ$	$z_{M,87}$	250 km
Produktionsrate $\chi = 0^\circ$	$Q_{M,0}$	$1.42 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Produktionsrate $\chi = 87^\circ$	$Q_{M,87}$	$6.72 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$

die gesamte Nachtseite des Planeten verwendet; dies entspricht etwa der Größenordnung der dort vorhandenen Ionosphäre (Brace und Kliore 1991).

Abbildung 4.12 zeigt die Produktionsfunktion in zwei Varianten: oben der eindimensionale Plot in doppelt logarithmischer Auftragung. Hier ist besonders gut zu sehen: Während im Höhenbereich bis ca. 400 km der kalte Sauerstoff aufgrund seiner höheren Ausgangsdichte dominiert, ist in größerer Höhe der heiße Sauerstoff dominant, jedoch bereits 3-4 Größenordnungen unterhalb der Maximaldichte des kalten Sauerstoffs. Ein Vergleich mit dem Verlauf der Neutraldichte, die im Plot um 13 Größenordnungen reduziert eingezeichnet werden musste, zeigt den Effekt der Absorption der Strahlung in niedriger Höhe: Während die Verläufe bis hinunter zu ca. 200 km noch quasi parallel sind, fällt die Produktionsrate danach schnell ab, während die Neutraldichte ungebrems weiter ansteigt. Dies zeigt auch den ziemlich geringen Höhenabstand zwischen dem Einsetzen der Ionenproduktion und ihrem Maximum. Die Dichte am Terminator zeigt den gleichen Verlauf wie die am subsolaren Punkt, jedoch liegt ihr Produktionsmaximum höher und ist ca. 20mal schwächer, die genauen Werte dieser Größen sind in Tab. 4.3 angegeben. Oberhalb von 400 km sind die Unterschiede kaum noch vorhanden, jedoch sind dort auch die Produktionsraten bereits deutlich geringer.

Die logarithmische Auftragung überzeichnet jedoch den Einfluss des heißen Sauerstoffs; der untere 2D-Plot in Abb. 4.12 ist daher linear aufgetragen. Das Produktionsmaximum am subsolaren Punkt ist auch hier sehr deutlich erkennbar und auch am Terminator sieht man noch eine Produktion. Ab 300 km findet jedoch scheinbar keine Produktion mehr

statt; die um mehrere Größenordnungen geringere Produktionsrate an dieser Höhe ist im linear aufgetragenen Plot nicht zu erkennen. Analog zu dieser Wahrnehmung verhält es sich auch mit der Plasmawechselwirkung: Die nur sehr geringen resultierenden Dichten auf großer Höhe haben auf das Wechselwirkungsbild mit dem Sonnenwind und die resultierenden elektromagnetischen Felder kaum einen Einfluss, die Wechselwirkung wird von der starken Ionenproduktion im Bereich von 200-300 km bestimmt.

### 4.2.3 Studien verschiedener Simulationsparameter

Neben schnell fluktuierendem Sonnenwind, der je nach Situation beim Start einer Simulation mit vorzugebender Dichte, Geschwindigkeit und mitgeführtem Magnetfeld erzeugt wird, haben noch viele weitere Parameter Einfluss auf das Ergebnis der Simulation. Im Idealfall gäbe es diese Parameter nicht; die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Venus würde immer bestmöglich beschrieben und das Ergebnis wäre nur von den eingestellten Sonnenwindparametern und ggf. der Simulationsauflösung abhängig. Allerdings kann dieser Idealfall in einer numerischen Simulation nicht erreicht werden, außer vielleicht, der Simulationscode ist ausschließlich für dieses spezielle Hindernis geschrieben. Für die Untersuchung der Venus mit dem A.I.K.E.F.-Code stellt die Konfiguration des Planeten mitsamt seiner Ionosphäre die größte Herausforderung dar.

Die Simulationen wurden mit den von VEX gemessenen Sonnenwinddaten durchgeführt, die bereits in Martinecz et al. (2009) verwendet wurden. Dabei war der Sonnenwind eher schwach und entsprach nahezu den häufig für die Erde angegebenen Standardparametern. Tabelle 4.4 gibt einen Überblick über die verwendeten Daten.

Die bisherigen Vorarbeiten mit dem A.I.K.E.F.-Code bzw. dessen Vorgänger zu Venus und Mars konzentrierten sich auf Grenzflächen und Ionen-Pickup, die tagseitige Ionosphäre oder Magnetisierungszustände wurden nicht behandelt. Dementsprechend wurde auch bei den Einstellungen im Code kein Fokus darauf gelegt, solche Prozesse möglichst gut zu beschreiben. Daher mussten die numerischen Parameter der Simulation zunächst so eingestellt werden, dass auch die nähere Umgebung der Venus, d.h. die Ionosphäre, möglichst gut beschrieben wird. Dies gilt insbesondere hinsichtlich ihrer Wirkung auf das Magnetfeld.

Die im Folgenden dargestellten Simulationen sollten in ihrer Funktion als Vorstudien sicherstellen, dass zum einen die Wechselwirkung mit dem Sonnenwind von der Ionosphäre ausgeht, zum anderen auch, dass der Planet nur als Teilchensenke dient und die äußere Plasmawechselwirkung nicht beeinflusst. Danach wird die Einstellung der Ionenproduktionsrate mittels Zählung der Ionenzahl im Code überprüft, abschließend wird auf den Verzicht der Verwendung einer Elektronentemperatur eingegangen.

Tabelle 4.4: Sonnenwindwerte für die Simulationen, wie auch von Martinecz et al. (2009) verwendet, und abgeleitete Plasmagrößen. Die Sonnenwindgeschwindigkeit wurde für einige der Simulationen verändert.

Parameter	Wert	
Sonnenwinddichte	$n_{sw}$	$5 \text{ cm}^{-3}$
Sonnenwindgeschwindigkeit	$u_{sw}$	360 km/s
Interplanetares Magnetfeld	$\underline{B},  \underline{B} $	(4, 3, 0), 5 nT
Temperatur Sonnenwind-Ionen	$T_{sw,i}$	10 eV
Temperatur Sonnenwind-Elektronen	$T_{sw,e}$	20 eV
Alfvén-Machzahl	$M_A$	7.38
Plasmabeta SW-Ionen	$\beta_{sw,i}$	0.81
Plasmabeta SW-Elektronen	$\beta_{sw,e}$	1.61

#### 4.2.3.1 Die Ionosphäre als Hindernis

Zur Simulation der Venus-Ionosphäre ist es nötig, dass die Ionosphäre als Hindernis für den anströmenden Sonnenwind wirkt, nicht der Planet selbst. In den Simulationen der Venus, die anders als die Simulationen des Mondes keine Resistivität im Planeten verwenden (eine Begründung hierfür wird am Ende von Abschnitt 4.2.4.1 gegeben), ist dieser Unterschied jedoch nicht unmittelbar erkennbar. Abbildung 4.13 zeigt drei verschiedene Simulationen: ohne, mit schwacher und mit starker Ionosphäre. Zunächst fällt die prinzipielle Ähnlichkeit der drei Simulationen auf: alle Fälle verfügen über einen Bow Shock, hinter dem sich Magnetfeld und Sonnenwinddichte erhöhen. Das Magnetfeld kann das Hindernis nicht durchdringen, es wird daher tagseitig aufgestaut und nachtsseitig drapiert. Der Sonnenwind wird durch diese Feldkonfiguration um das Hindernis herum gelenkt. Die grundlegende Wechselwirkung ist zunächst also ähnlich, jedoch ergeben sich bei näherer Betrachtung wichtige Unterschiede.

Ein leitfähiger Planet ohne Ionosphäre (obere Zeile in Abb. 4.13) erzeugt durch Induktionseffekte des konvektierten Magnetfeldes ein Wechselwirkungsbild, welches von dem einer Ionosphäre kaum zu unterscheiden ist. Im Gegensatz zu einem stark resistiven Planeten wie dem Mond kann sich das ankommende Magnetfeld hier nicht ausbreiten, es wird an der Tagseite gestaut. Neben dem Anstieg des Magnetfeldes am Bow Shock findet die stärkste Aufstauung erst an der Planetengrenze statt; in Abb. 4.13(a) ist gut zu sehen, dass nur innerhalb des Planeten hohe Feldstärken  $> 25 \text{ nT}$  erreicht werden.

Die mittlere Zeile der Abbildung 4.13 zeigt eine Simulation mit geringer Ionendichte, wie sie in vorherigen Simulationsstudien mit dem Vorgänger des A.I.K.E.F.-Codes von Martinecz et al. (2009) für die Venus oder auch von Bößwetter et al. (2004) für den Mars verwendet wurde. Die Produktionsrate in der Simulation entspricht hierbei der physikalischen Rate aus Photoionisationsprozessen. Das Maximum der ionosphärischen Dichten liegt hierbei ungefähr bei dem 20fachen der Sonnenwinddichte. Es ist erkennbar, dass sich



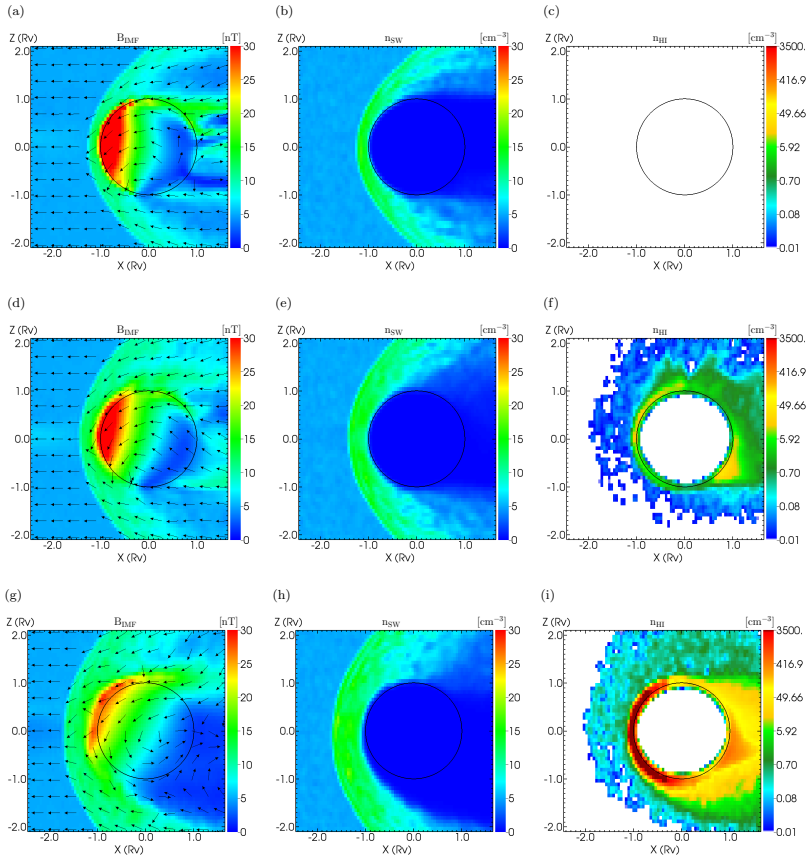


Abbildung 4.13: Testsimulationen ohne Ionen (oben), mit bisheriger Ionenproduktionsrate (Mitte) und mit zehnfach höherer Ionenproduktionsrate (unten). Die Plots zeigen jeweils Magnetfeld, Sonnenwind- und Schwerionendichte (von links nach rechts). Die Verwendung von nur wenigen Ionen mit geringer resultierender Dichte verändert die Plasmaumgebung von Magnetfeld und Sonnenwind kaum. Erst bei Erreichen hoher ionosphärischer Dichten wird der Sonnenwind vor Erreichen des Planeten abgelenkt (Plot (h)) und das Magnetfeld staut sich vor der Ionosphäre auf (Plot (g)) statt im Planeten (Plots (a) und (d)).

die Ionosphäre nicht signifikant auf das Wechselwirkungsbild auswirkt: Das Magnetfeld wird vorrangig durch den Planeten aufgestaut, nur eine minimale Vorverlagerung der Aufstauung ist beim Vergleich der Plots (a) und (d) erkennbar. Der Bereich zwischen Beginn der Aufstauung und Planet ist durchgehend stark magnetisiert. Bei Vergleich der Plots der Sonnenwinddichte, (b) und (e), fällt die zunehmende Dicke der Magnetosheath-Region auf, also des (im Plot grünen) Bereichs zwischen Bow Shock und Planet: Ganz ohne Ionen treffen viele Sonnenwindteilchen auf den Planeten und werden dort absorbiert, bevor sie ausweichen können, daher ist die Magnetosheath dort sehr dünn. Im Bild mit geringer Ionendichte ist sie etwas dicker, da die Ionen einen Teil des Sonnenwindes umlenken können, der dann nicht mehr vom Planeten absorbiert wird. Für eine Beschreibung der ionosphärischen Pick-Up-Prozesse ist diese Methode geeignet, doch die Ionosphäre ist aufgrund der Induktionseffekte stets stark magnetisiert.

In der unteren Zeile der Abbildung 4.13 wurde eine 10fach stärkere Ionenproduktionsrate verwendet. Die Aufstauung des Magnetfeldes im Plot (g) beginnt weiter entfernt vom Planeten und der Höchstwert der Aufstauung wird einige hundert Kilometer über dem Planeten erreicht. Die Aufstauung erreicht in der gezeigten Simulation zwar den Planeten, befindet sich dabei aber bereits im Rückgang, so, wie es prinzipiell in der Ionosphäre bzw. beim Übergang zur Atmosphäre und dem Planeten selbst zu erwarten ist. Plot (h) zeigt, dass der Sonnenwind nicht mehr den Planeten erreicht: Zwischen Magnetosheath und Planet befindet sich ein Bereich (die untere Ionosphäre), in den kein Sonnenwind eindringt. Folglich wird der gesamte Sonnenwind um den Planeten herum geleitet, wie es für die Venus selbst für geringe Sonnenaktivität gezeigt wurde (Zhang et al. 2007). Entsprechend ist die Magnetosheath hier auch nochmal deutlich breiter als bei geringerer Ionenproduktionsrate (Plot (e)). In dieser Simulation liegt das Maximum der Ionendichte etwa um den Faktor 700 über der Sonnenwinddichte.

Dieser Vergleich der verschiedenen Produktionsraten zeigt, dass die angestrebte Simulation von magnetisierter und unmagnetisierter Ionosphäre nur mit einer hohen ionosphärischen Dichte möglich ist. Weder ganz ohne Ionen noch mit wenigen Ionen findet ein Rückgang des Magnetfeldes außerhalb des Planeten statt. In der Simulationen mit hoher Dichte dient jedoch ausschließlich die Ionosphäre als Hindernis und der Sonnenwind wird vor Erreichen des Planeten umgelenkt.

#### **4.2.3.2 Simulationen ohne Planeten**

Unter Verwendung der im letzten Abschnitt gezeigten starken Ionosphäre konnte bereits gezeigt werden, dass nun diese als Hindernis wirkt und nicht mehr der Planet selbst. Nichtsdestotrotz erreicht noch Sonnenwind-Magnetfeld den leitfähigen Planeten, was zu ungewollten Effekten führen könnte. Um einen Einfluss des Planeten auf die äußere Wechselwirkung auszuschließen, wurden Simulationen ohne Planeten durchgeführt.

Ein Planet wird im A.I.K.E.F.-Code als Teilchensenke betrachtet, d.h. alle Teilchen, die die Planetenregion erreichen, werden aus der Simulation entfernt. Dieses Verhalten si-

muliert die Neutralisation der Ionen in der Atmosphäre eines Planeten sowie, bei nicht-ionosphärischen Hindernissen wie dem Mond, den Einbau des eintreffenden Sonnenwindes in das Oberflächengestein. Bei der Simulation ohne Planeten wurde die ionosphärische Produktion unverändert gelassen, die Anordnung entspricht also einer Kugelschale im freien Raum. Alle Effekte, die aus der Leitfähigkeit des Planeten entstehen, können somit ausgeschlossen werden. Allerdings werden hier Ionen, die die gedachte Planetenoberfläche passieren, nicht entfernt, was dazu führt, dass sie sich im Zentrum der Simulation ansammeln. Jedoch hat diese Ansammlung keine unmittelbaren Auswirkungen auf die Ionosphärenregion, erst mit sehr langer Simulationszeit entstehen durch die mehr und mehr anwachsende Dichte unerwünschte Effekte. Im betrachteten Zustand, in dem die Ionosphärenregion bereits als quasistationär angesehen werden kann, hat dies jedoch keine Auswirkungen.

Abbildung 4.14 zeigt die Simulation als Vergleich mit und ohne Planeten. In der oberen Zeile, die die Simulation ohne Planeten zeigt, dient die eingezeichnete Planetenoberfläche lediglich der besseren Vergleichbarkeit. Zunächst soll die Sonnenwinddichte (Plots (b) und (e)) verglichen werden; hier sind die Unterschiede am geringsten. In beiden Fällen wird der Sonnenwind bereits vor Erreichen des Planeten nahezu vollständig umgelenkt; der Abstand, in dem das geschieht, ist in beiden Fällen identisch. Der größte sichtbare Unterschied liegt erwartetermaßen in der Schwerionendichte vor (Plots (c) und (f)); in der Simulation ohne Planeten dringen die planetaren Ionen bis ins Zentrum der Simulationsbox vor. Auf der Nachtseite sind dabei zwei markante Schweife zu sehen, die in der Simulation mit Planeten fehlen. Dies ist jedoch kein stationärer Effekt, sondern ein Resultat des anfänglich innerhalb des Planetengebietes enthaltenen Sonnenwindes. Dieser sammelt bei seiner Fortbewegung die ionosphärischen Teilchen auf und bewegt diese so zum Boxausgang, zum Zeitpunkt der Ploterstellung ist sind von diesem Vorgang nur noch die Ränder zu sehen, während der Sonnenwind den Planetenbereich bereits weitestgehend verlassen hat. Tagesseitig sind die Schwerionen in beiden Simulationen weitestgehend gleich. Auch das Magnetfeld (Plots (a) und (d)) sieht sehr ähnlich aus: In beiden Fällen tritt die Magnetfeldaufstauung durch die Ionosphäre ein und befindet sich vor der Planetengrenze. Auf der Nachtseite ist das Magnetfeld in der Simulation ohne Planeten nicht so stark umschließend wie bei aktiviertem Planeten. Dies lässt sich anhand des bereits diskutierten Effekts in der Schwerionendichte erklären, die hinten vorhandenen Ionen sperren die geringe Sonnenwinddichte aus, das Magnetfeld wird nicht um den Planeten herum getragen.

Zusammenfassend sind die Unterschiede zwischen beiden Simulationen also durch den Verbleib von Sonnenwind und Schwerionen im eigentlichen Planetenbereich entstanden. Die Tagseite beider Simulationen, auf der diese Effekte nicht vorhanden sind, ist weitestgehend identisch. Damit kann auch weiterhin das planetare Hindernis in der Simulation zur Entfernung eindringender Teilchen verwendet werden, ohne dass hierdurch ein Einfluss auf die Plasmaumgebung ausgeübt wird.

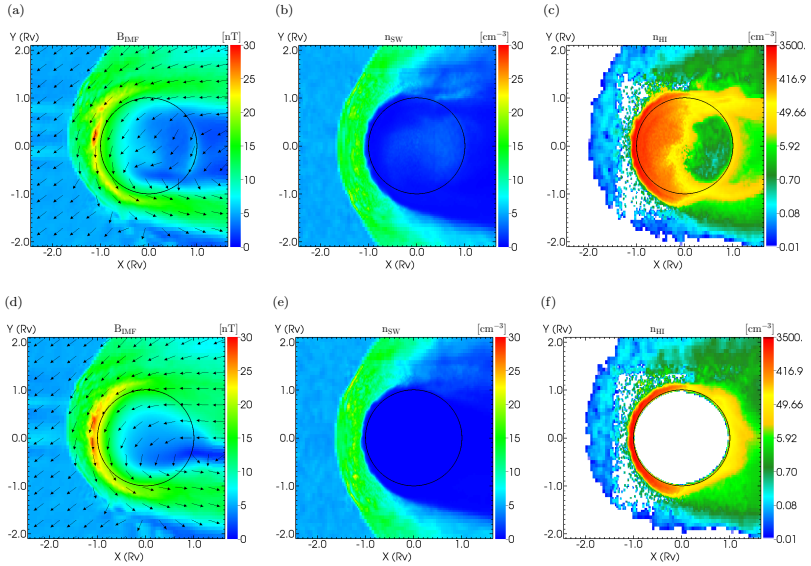


Abbildung 4.14: Testsimulationen ohne (oben) und mit Planeten (unten). Die Plots zeigen jeweils Magnetfeld, Sonnenwind- und Schwerionendichte (von links nach rechts). Das äußere Wechselwirkungsbild ist nahezu identisch, bis auf eine transiente nachtsseitige Struktur, die aus anfänglich noch im Planeten vorhandenen Sonnenwind resultiert.

### 4.2.3.3 Ionenproduktionsrate

Die Eigenschaft des Codes, in jedem Zeitschritt eine bestimmte Menge an planetaren Ionen einzufügen, ermöglicht eine selbstkonsistente Simulation. Die Ionosphäre stellt sich unter einem Gleichgewicht aus Produktion und Konvektion, die letztlich zur Entfernung der Teilchen führt, ohne weitere äußere Vorgaben ein. Dieses Vorgehen ist effektiv für Situationen, in denen absolute Ionosphärenhöhen eine untergeordnete Rolle spielen, da beispielsweise primär der Abtransport der Ionen untersucht werden soll. In vergangenen Arbeiten wie Böswetter et al. (2004) und Martinecz et al. (2009) wurde zur Festsetzung der Produktionsrate in der Simulation die aus Messdaten und analytischen Rechnungen bestimmte Ionenproduktionsrate verwendet. Jedoch zeigte sich, dass diese Rate zu gering ist, um im Rahmen der Simulationszeit eine hinreichend starke Ionosphäre zu erzeugen. Unter Verwendung dieser Rate stieg zum Zeitpunkt scheinbarer Quasi-Stationarität, an denen also die Sonnenwind- und Schwerionenstrukturen den hinteren Boxrand erreicht hatten und keine signifikanten Änderungen mehr zeigten, die ionosphärische Dichte weiterhin an. Mit der Auswertung einer Simulation sollte sich jedoch echte Quasi-Stationarität eingestellt haben, die ebenfalls ionosphärische Dichten berücksichtigt.

In diesem Teil der Untersuchungen wurde daher betrachtet, wie sich die zeitliche Entwicklung der Gesamtzahl an Schwerionen in Abhängigkeit von der Produktionsrate verhält. Das Ziel dabei war es, eine starke, stabile Ionosphäre ohne zu lange vorangehende Simulationszeit erhalten zu können. Der Ausgangspunkt für die Produktionsraten war dabei die bereits von Martinecz et al. (2009) verwendete Produktionsrate von  $1.037 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$ . Diese wurde zur Erzielung höherer Produktionsraten mit einem Faktor multipliziert, dessen Höhe je nach Situation verändert wurde.

### Bisheriges Modell

Bisher wurde die Produktionsrate der Schwerionen während einer Simulation immer konstant belassen, wenn auch im Rahmen dieser Arbeit um ein Vielfaches höher als die experimentell bestimmte Fluchtrate; der Faktor betrug in den meisten Simulationen 20. Dies war nötig, um innerhalb relativ kurzer Simulationszeit eine starke Ionosphäre zu bekommen. Die ionosphärische Dichte nahm jedoch auch nach Erreichen einer ansonsten quasi-stationären Simulation weiterhin zu, was sich besonders auswirkt, wenn lange Zeiträume betrachtet werden sollen, beispielsweise zur dynamischen Nachsimulation eines Vorbeiflugs. Nun wurde einer solchen Simulation ein Ladungszähler hinzugefügt, der die Ladung („weight“) jedes Makroteilchens einer Spezies in einem betrachteten Gebiet, welches in diesem Fall die gesamte Simulationsbox war, aufsummiert. Die Simulation wurde lange laufen gelassen, um festzustellen, ob sich eine gleichbleibende Ladungszahl einstellt und falls ja, wann diese erreicht ist.

Das Ergebnis dieser Simulation zeigt Abb. 4.15. Hier zeigt sich zunächst, dass der Sonnenwind bereits nach etwa 5000 Zeitschritten einen stationären Wert erreicht, so dass es berechtigt ist, dem Sonnenwind Quasi-Stationarität zuzusprechen; im weiteren Verlauf

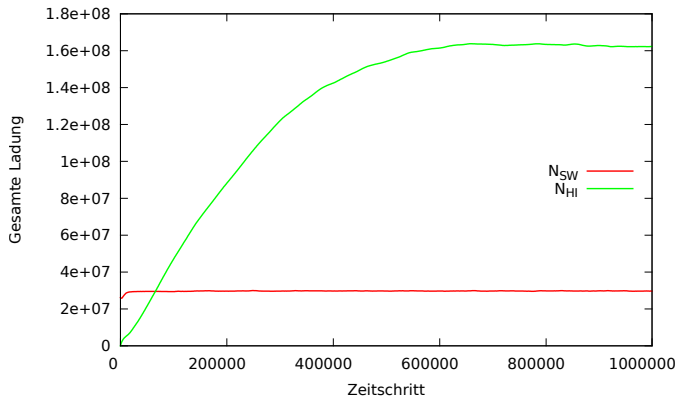


Abbildung 4.15: Ladungszahlen in der Simulationsbox mit Produktionsfaktor 20. Die Ladung des Sonnenwinds (rote Line) ist bereits nach wenigen tausend Zeitschritten stabil, während die Ladung der planetaren Ionen (grüne Linie) erst ab ca. 600000 Zeitschritten relativ konstant bleibt.

der Simulation zeigen sich nur sehr geringe Schwankungen. Außerdem sieht man deutlich die unterschiedliche Behandlung von Sonnenwind- und Ionosphärenanteilen: Während die Simulationsbox zu Beginn bereits mit Sonnenwind gefüllt ist und sich die Sonnenwindladung verhältnismäßig wenig verändert, startet die Simulation ohne Venus-Ionen und fügt diese erst nach und nach ein. Die Ladungszahl der planetaren Ionen steigt bis ca. 600000 Zeitschritte an, bis sie eine Sättigung erreicht. Die geringen Schwankungen dieses Wertes rühren aus der Plasmawechselwirkung; eine grundsätzliche Erhöhung oder ein Abfall treten nicht mehr ein.

Dieser Test hat gezeigt, dass eine stationäre Situation der ionosphärischen Ladung mit diesen Simulationseinstellungen erst bei mehreren hunderttausend Zeitschritten zu erwarten ist. Auch wenn die Laufzeit des A.I.K.E.F.-Codes prinzipiell nicht begrenzt ist, zur Ausführung der Simulationen steht nicht beliebig viel Zeit zur Verfügung bzw. nicht beliebig viele CPUs, um die verbrauchte Zeit zu minimieren. Eine Simulation in hoher Auflösung benötigt auf den verwendeten Systemen mindestens einen Tag für 20000 Zeitschritte, bis zur ermittelten Stationarität müsste die Simulation also gut einen Monat laufen, wozu nicht ausreichend Ressourcen zur Verfügung stehen.

### Variable Produktionsrate

Um bereits zu frühen Zeitschritten eine starke, stationäre Ionosphäre zu erhalten, wurde die Produktionsrate im folgenden Test für den Anfang der Simulation stark erhöht, um die Ionosphäre aufzubauen, und anschließend reduziert, um nur noch die Verluste auszugleichen und die Ionosphäre soweit möglich konstant zu halten. Abbildung 4.16 zeigt das

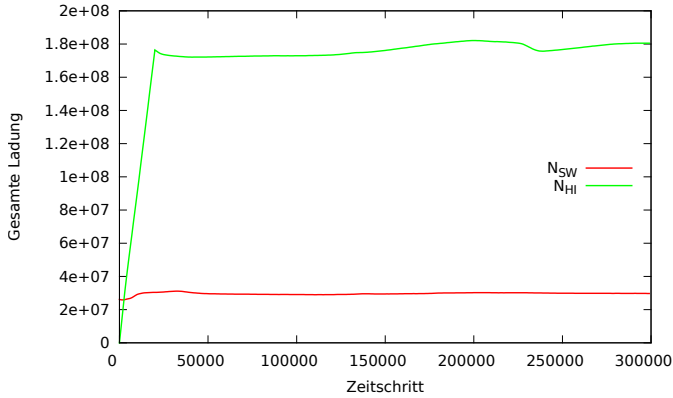


Abbildung 4.16: Ladungszahlen in der Simulationsbox mit Produktionsfaktor 50 bis 20000 Zeitschritten und Produktionsfaktor 3.7 danach. Die durch die anfängliche Produktion erreichten Ionenzahlen werden im weiteren Simulationsverlauf recht konstant gehalten, nur ein minimaler Anstieg ist noch zu erkennen.

Ergebnis dieser Simulation. Die starke Produktion (Faktor 50) wurde ab Zeitschritt 20000 durch eine schwächere Produktion (Faktor 3,7) abgelöst; dieser Faktor wurde durch mehrere Simulationen iterativ ermittelt. Wiederum ist zu erkennen, dass der Sonnenwind sich recht früh stabilisiert, nach einer kurzen Aufbauphase fallen die Änderungen erneut nur sehr gering aus. Die Ionenzahlen erreichen mit diesen Simulationseinstellungen bereits bei 20000 Zeitschritten, zum Ende der starken Produktionsphase also, ähnliche Werte wie zuvor erst im stationären Fall ab 600000 Zeitschritten, hier sogar noch etwas höher. Bei Aussetzen der starken Produktion kommt es zunächst zu einem Rückgang, der jedoch durch die nachsetzende Produktion wieder abgefangen werden kann. Bereits ab ca. 30000 Zeitschritten sind die Ionenzahlen auf einem recht konstanten Niveau, bis zum Ende der Simulationszeit findet nur noch ein sehr geringer Anstieg statt. Insgesamt sorgt diese Methode also für eine schnell aufgebaute und weitestgehend konstant starke Ionosphäre, so dass weitere Simulationen ebenso durchgeführt werden.

#### 4.2.3.4 Einfluss der Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur ist für die hier durchgeführten Venus-Simulationen ein kritischer Parameter. Im Gegensatz zur Ionentemperatur, die bei der Erzeugung der Ionen eine statistisch verteilte Geschwindigkeit zuweist, geht die Elektronentemperatur gemäß Gl. (3.5) über den thermischen Elektronendruck in das elektrische Feld ein:  $\underline{E} = \dots - \nabla p_e / \rho_e$ . Beim Einfügen einer starken Ionosphäre mit Chapman-Profil kommt es zu einer Situation, in der hohe ionosphärische Dichten unmittelbar neben geringen Sonnenwindichten existieren. Dies führt zu einem starken Druckgradienten  $\nabla p_e$  und somit zu einem erhöh-

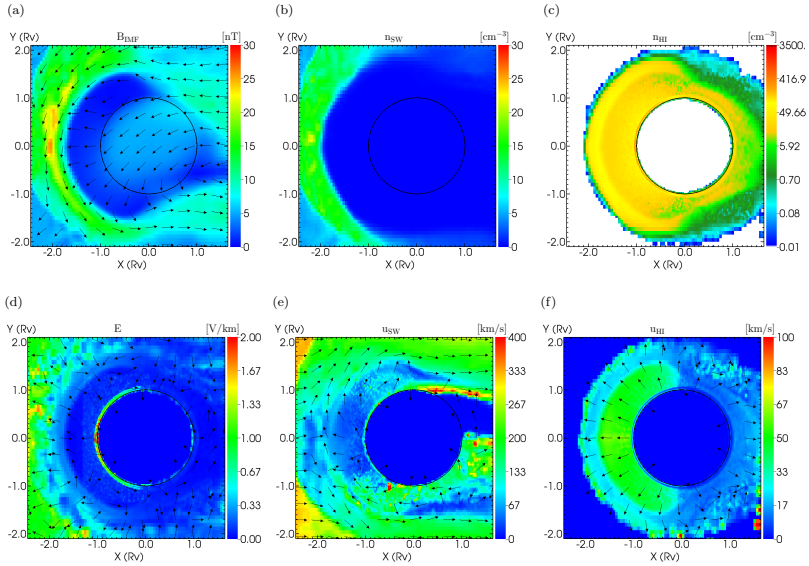


Abbildung 4.17: Simulation mit eingeschaltetem Elektronendruck. Deutlich zu erkennen ist die starke Vorströmung der planetaren Ionen (Plot (f)), welche die Ionen (Plot (c)) und damit auch das Magnetfeld (Plot (a)) und den Sonnenwind (Plot (b)) ca. 1  $R_V$  weit gegen die Anströmrichtung drückt. Das elektrische Feld (Plot (d)) ist in der Einfügeregion kurz über der Oberfläche stark erhöht und bewirkt die Beschleunigung der Schwerionen auf ca. 60 km/s.

ten elektrischen Feld antiparallel zu diesem Gradienten, in der Venus-Situation also radial vom Planeten weg.

Abbildung 4.17 zeigt eine Simulation mit Elektronentemperatur unter Verwendung der in Abschnitt 4.2.3.1 begründeten erhöhten Produktionsrate. Sofort auffällig ist die extreme Ausdehnung der Ionosphäre, die einen Vorschub der Strukturen in Sonnenwind und Magnetfeld bewirkt. Die planetaren Ionen werden durch das starke elektrische Feld aus ihrer Produktionsregion dicht über der Planetenoberfläche radial wegbewegt und sammeln sich in einer vorgelagerten Aufstauungsregion in fast 1  $R_V$  Entfernung an.

Dieser Effekt tritt bei den beispielsweise von Martinecz et al. (2009) verwendeten Dichten noch nicht in Erscheinung. Auch eine Reduktion der Elektronentemperatur änderte qualitativ nichts an der Situation, erst bei einer zu Null gesetzten Elektronentemperatur verschwand der Effekt. Alle hier gezeigten Simulationen bis auf Abb. 4.17 sind daher ohne Schwerionen-Elektronentemperatur simuliert; als Ausgleich wurde dafür die Temperatur der Schwerionen entsprechend erhöht.



Dieser unrealistische Effekt entstammt der adiabatischen Beschreibung der Elektronen und dem Umgang mit dem Elektronendruck bei verschiedenen Spezies. Eine verbesserte A.I.K.E.F.-Version kann mittlerweile den Elektronendruck realistisch beschreiben (Ranocha 2013), diese stand jedoch für die durchgeführten Simulationen noch nicht zur Verfügung.

## 4.2.4 Ionosphärische Magnetisierung

Eines der Hauptziele der Simulationsstudien war es, die bisher nicht in selbstkonsistenten globalen Simulationen untersuchte Magnetisierung der Ionosphäre der Venus abzubilden. Der Effekt der Magnetisierung wurde bereits in Abschnitt 2.2.6 beschrieben. Da der magnetisierte Zustand im Wesentlichen dem entspricht, was bereits in vorherigen Simulationen erreicht wurde, nämlich der Aufstauung des Magnetfelds in der Ionosphäre, sollte hier zunächst der unmagnetisierte Zustand erreicht werden. Gemäß der Druckbilanz aus Gleichung (2.5) wird hierzu ein nicht zu starker Sonnenwind bei hoher ionosphärischer Dichte gefordert. Außerdem muss die Frozen-In-Bedingung möglichst gut erfüllt werden, d.h., das durch die Sonnenwindteilchen herangetragene Magnetfeld muss wie der Sonnenwind an der Ionosphäre gestoppt werden. Dazu wird zunächst der Einfluss der Resistivität untersucht, im nächsten Schritt der Einfluss der Auflösung der Simulationsbox.

### 4.2.4.1 Einfluss der Resistivität

Für den A.I.K.E.F.-Simulationscode wird immer eine gewisse Glättung des Magnetfeldes benötigt, um die numerische Stabilität zu erhalten. Im Code kann dies einerseits durch das sog. Smoothing erreicht werden, das die Magnetfeldwerte benachbarter Zellen einander angleicht (Bagdonat 2005). Eine zweite Möglichkeit ist die Wahl einer Hintergrundresistivität; diese kann analog zur Einstellung im Planeten auch für den gesamten Simulationsbereich festgesetzt werden. Jedoch unterscheiden sich die Parameter nicht in ihrer Wirkung, beide glätten Gradienten des elektrischen und magnetischen Feldes und verhindern so auch die exakte Einhaltung der Frozen-In-Bedingung. Die Verwendung der globalen Resistivität anstelle des Smoothings bietet zwei direkte Vorteile: zum einen ist die Resistivität eine physikalische Größe und in ihrer Wirkung auf das Plasma nicht von der Auflösung oder vom Zeitschritt in der Simulation abhängig, zum anderen ist eine Ortsabhängigkeit der Resistivität auch über die Unterscheidung Planet/Sonnenwind hinaus leicht in den Code einzubringen. Daher wurde für die Simulationen die Resistivität anstelle von Smoothing verwendet.

Da Diffusionseffekte im Plasma nicht gewünscht sind, wurde zunächst der kleinstmögliche Wert der Hintergrundresistivität bestimmt, mit dem die Simulation noch stabil läuft. Der für die Venus-Situation ermittelte Minimalwert der Hintergrundresistivität beträgt  $\eta_{sw}^* = 1.6$ . Für die Normierung gilt  $\eta^* = \eta/\eta_0$  mit  $\eta_0 = B_0/en_0$ .

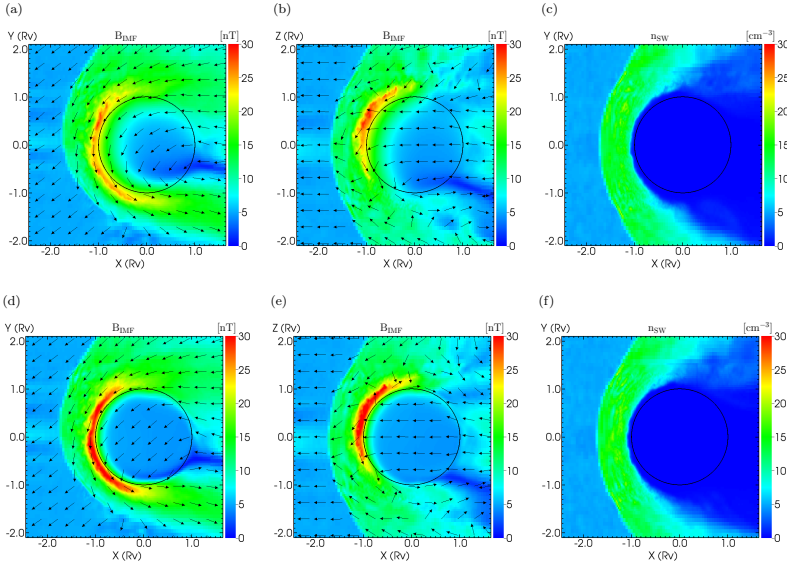


Abbildung 4.18: Simulationen mit Hintergrundresistivität  $\eta_{sw}^* = 1.6$  in der gesamten Box (oben) sowie  $\eta_{Io}^* = 0.3$  für  $r < 1.15 R_V$  und  $\eta_{sw}^* = 1.6$  sonst. Die Plots zeigen jeweils Magnetfeld in der xy- und xz-Ebene sowie die Sonnenwinddichte in der xy-Ebene (von links nach rechts). Bei verringerter ionosphärischer Resistivität zeigt sich eine höhere Aufstauung auf derselben räumlichen Skala und damit höhere Gradienten.

Für die Untersuchung von fossilen Feldern am Titan verwendeten Müller et al. (2010) den Ansatz, die Hintergrundresistivität nicht homogen zu setzen, sondern im ionosphärischen Bereich zu reduzieren. Dieses Vorgehen wurde auch auf die Venus-Simulationen übertragen, um die magnetische Diffusion in der Ionosphäre zu reduzieren. Hierzu wurde der Bereich bis zu  $1.15 R_V$  mit einer separat einzustellenden Resistivität versehen und auch hier wiederum der geringstmögliche Wert ermittelt, wobei im übrigen Raum die zuvor ermittelte minimale Resistivität von  $\eta_{sw}^* = 1.6$  beibehalten wurde. Die Resistivität um den Planeten kann kleiner sein, da im Bereich der Ionosphäre auch die Geschwindigkeit des umströmenden Plasmas reduziert ist und daher nicht so viel Glättung benötigt wird. Aus den Tests ergab sich hierfür ein Minimalwert von  $\eta_{Io}^* = 0.3$ , d.h. über fünfmal niedriger als für den anströmenden Sonnenwind nötig. Bei noch kleineren Werten lief die Simulation instabil.

In Abbildung 4.18 ist ein Vergleich beider Resistivitätseinstellungen gezeigt. In der oberen Zeile wird der Wert für  $\eta_{sw}^* = 1.6$  für die gesamte Simulationsbox verwendet, in der unteren Zeile ist  $\eta_{Io}^* = 0.3$  in der Ionosphäre und im Planeten eingestellt. Wie erwartet bringt die Umstellung keine strukturellen Unterschiede und auch alle Grenzflächen

befinden sich an den gleichen Stellen. In der Sonnenwinddicke (linke Plots) sind keine Unterschiede auszumachen. Im Magnetfeld sind die Unterschiede jedoch gut sichtbar: Die Aufstauung in der Ionosphäre ist mit kleinerer Resistivität höher, ohne dabei mehr Ausdehnung zu benötigen. Die verringerte Resistivität bewirkt folglich stärkere Gradienten in der magnetischen Aufstauungsregion. Weiterhin ist die verringerte Resistivität am verzögerten Eindringen des Magnetfeldes in den Planeten zu erkennen: Beide Simulationen wurden zur selben Zeit aufgenommen; in der oberen Zeile mit höherer Resistivität ist das Magnetfeld deutlich weiter ins Planeteninnere vorgedrungen als in der unteren Zeile mit geringerer Resistivität.

Bisher wurde nur auf die Hintergrund-Resistivität eingegangen bzw. deren Reduzierung im ionosphärischen Bereich. Wünschenswert wäre es jedoch, die Resistivität im Planeten bzw. bereits in der Atmosphäre wieder ansteigen zu lassen, so dass das eindringende Magnetfeld schnell abtransportiert wird. Dies wäre dann analog zum Mond, wo dies, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, erfolgreich durchgeführt werden konnte.

Die Verwendung einer hohen Resistivität bringt jedoch im Simulationscode numerische Probleme mit sich: Da ein direkter Übergang vom leitfähigen Sonnenwind zum resistiven Planeten zu Instabilitäten führt, muss das Leitfähigkeitsprofil geglättet werden. Das ist für den weiter oben beschriebenen Übergang von  $\Delta\eta^* \approx 1$  noch ohne Belang, aber für eine hinreichend schnelle Diffusion sollte die Resistivität im Planeten etwa  $\eta_p^* \approx 100 - 1000$  betragen. Die Glättung des Profils bedeutet aber, dass auch oberhalb der Planetenoberfläche noch eine signifikante Leitfähigkeit vorliegt, welche genau in der zu untersuchenden Ionosphäre wirkt - dort also, wo zunächst die Resistivität gezielt reduziert wurde. Diese würde jedoch das Magnetfeld propagieren, ankommendes Feld, welches sich vor der Ionosphäre aufstauen sollte, würde in den Planeten hineindiffundieren. Dieser Effekt ist bereits in Abb. 4.18 zu sehen, dort jedoch im Vergleich noch sehr gering ausgeprägt: In Testsimulationen zeigte sich bei Verwendung des geglätteten Leitfähigkeitsprofils ein starker Rückgang der Magnetfeld-Aufstauung und eine signifikante Abnahme des Bugstoßwellen-Abstands. Mehrere Versuche der Anpassung des Leitfähigkeitsprofils auf stärkere Gradienten, so dass die niedrige Resistivität in der Ionosphäre noch erhalten wird, führten zu keinen stabilen Simulationen, so dass diese Option nicht umgesetzt werden konnte.

#### 4.2.4.2 Einfluss der Simulationsauflösung

Die Auflösung der Simulationsbox kann bei der Beschreibung einer unmagnetisierten Ionosphäre einen Unterschied ausmachen. Wie in Abschnitt 2.2.6 erwähnt, fällt im unmagnetisierten Zustand das Magnetfeld an der Ionopause innerhalb von 40 km vollständig ab. Um diesen starken Abfall korrekt zu simulieren, wären über diese kurze Strecke wohl mehrere Gitterzellen nötig, d.h. eine Auflösung von ca. 10 km in der Ionosphäre. Die Simulationen der globalen Plasmawechselwirkung der Venus benötigen eine minimale Simulationsboxgröße von etwa 30000 km, um die Bugstoßwelle korrekt dazustellen und störende Randeffekte auszuschließen. Eine Zellgröße von ca. 10 km wäre somit erst auf

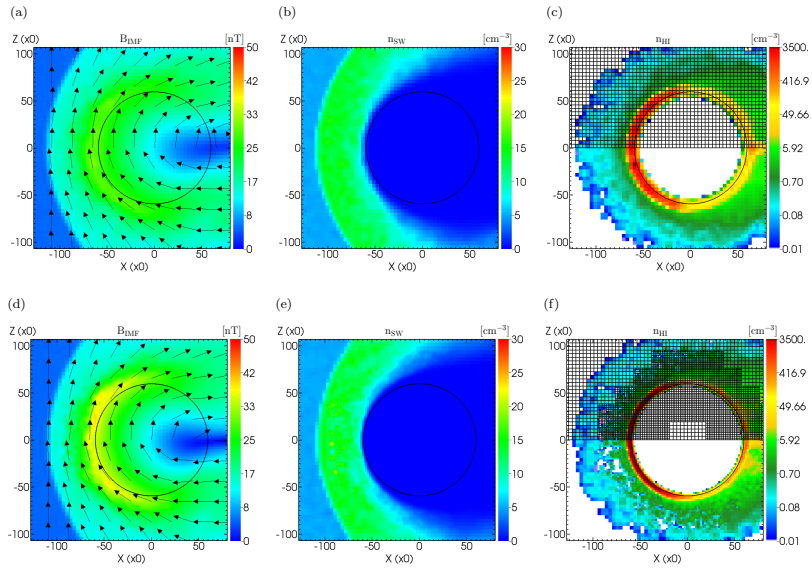


Abbildung 4.19: Studie zum Auflösungsvergleich (1), Level 0 (oben) und Level 1 (unten). Die Plots zeigen jeweils Magnetfeld, Sonnenwind- und Schwerionendichte (von links nach rechts). Die Zellgrößen sind Tab. 4.5 zu entnehmen. In der linken Spalte ist das Simulationsgitter in die obere Hälfte des Plots eingezeichnet.

Verfeinerungsstufe 5 erreicht, die mit den derzeit zur Verfügung stehenden Simulationsrechnern nicht erreicht werden kann.

Aber bereits bei nicht so stark erhöhter Auflösung werden die Ergebnisse im verfeinerten Bereich zunehmend exakter. Unter Verwendung verschiedener Verfeinerungsstufen soll hier geklärt werden, wie stark die Simulationsergebnisse im Bereich der Ionosphäre von der Auflösung der Simulation abhängen. Dazu wurde die physikalisch identische Situation in vier verschiedenen maximalen Verfeinerungsstufen (0-3) simuliert, wobei jeweils die Auflösung innerhalb eines vorgegebenen Bereichs verdoppelt wird. Tabelle 4.5 gibt einen Überblick über die Zellgrößen. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 4.19 und 4.20 dargestellt.

In den Abbildungen 4.19 und 4.20 sind die Ergebnisse für die Verfeinerungsstufen 0 und 1 bzw. 2 und 3 aufgetragen. Die jeweils linke Spalte beinhaltet zudem in der oberen Hälfte des Plots das zugrunde liegende Simulationsgitter; hier wurde als Verfeinerungsbereich eine Kugelschale vorgegeben. Die höchste Verfeinerung liegt im Bereich der Ionosphäre. Beim Vergleich der beiden Zeilen von Abb. 4.19 fallen Unterschiede besonders beim Magnetfeld ins Auge: Während in der Level-0-Simulation die Aufstauung

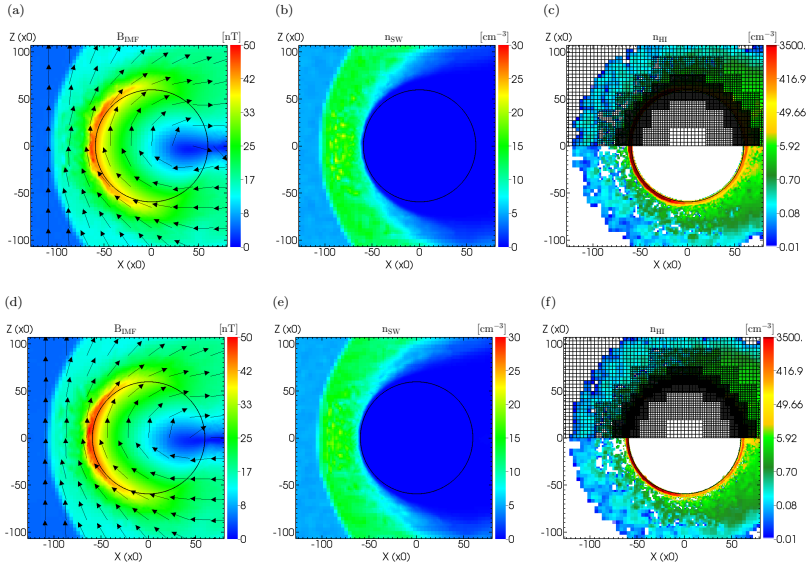


Abbildung 4.20: Studie zum Auflösungsvergleich (2), Level 2 (oben) und Level 3 (unten). Die Plots zeigen jeweils Magnetfeld, Sonnenwind- und Schwerionendichte (von links nach rechts). Die Zellgrößen sind Tab. 4.5 zu entnehmen. In der linken Spalte ist das Simulationsgitter in die obere Hälfte des Plots eingezeichnet.

Tabelle 4.5: Zellgrößen der Verfeinerungsstufen und resultierendes maximales Magnetfeld aus Abb. 4.21.

Verfeinerungsstufe	Zellgröße	$B_{\text{max}}$
0	378 km	29 nT
1	189 km	36 nT
2	95 km	47 nT
3	47 km	47 nT

des Magnetfeldes vor der Ionosphäre kaum zu erkennen ist (Plot (a)), ist diese in der Level-1-Simulation deutlich als gelber Bereich zu erkennen (Plot (d)). Ansonsten sehen Magnetfeld und Sonnenwinddichte recht ähnlich aus, allerdings ist der Beginn des Bow Shocks, die Standoff-Distance, in der Level-1-Simulation etwas näher am Planeten. In der Ionendichte sind in der Level-1-Simulation auf der Tagseite leere Zellen zu erkennen (Plot (f)), die bei geringerer Auflösung (Plot (c)) nicht auftreten. Dies liegt an der sehr kleinen Zahl an ionosphärischen Makropartikeln, die sich in diesem Bereich befinden, bei gleicher Zahl von eingefügten Makropartikeln kommt es wegen der reduzierten Zellgröße und der sehr geringen Produktion auf dieser Höhe (vgl. Abb. 4.12) zu vereinzelter Zellen ohne Teilchen. Diese Effekte sind folglich ebenso in Abb. 4.20(c) und (f)

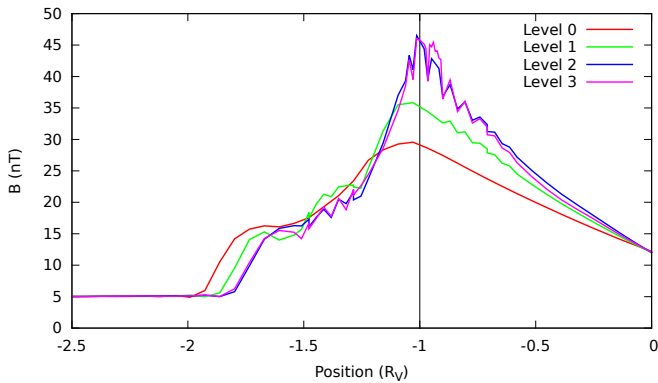


Abbildung 4.21: Verlauf des Magnetfelds entlang der subsolaren Linie vom Boxanfang ( $x = -2.5 R_V$ ) bis zum Zentrum ( $x = 0 R_V$ ) für die vier Verfeinerungsstufen. Die schwarze Linie zeigt die Position der Planetenoberfläche. Die maximale Aufstauung wird jeweils kurz vor dem Hindernis erreicht. Der Betrag der Aufstauung ist mit Leveln 2 und 3 deutlich höher als nur mit Level 0 und 1, auch die Standoff-Distance des Bow Shocks geht mit höheren Leveln zurück. Die zackige Ausprägung der Graphen für höhere Level ist der etwas unkorrekten Ausgabe des VisIt-Programms geschuldet.

enthalten. Bei Erhöhung der Verfeinerung auf Level 2 und 3 ist zu sehen, dass die schon bei Verwendung von Level 1 gesehenen Effekte sich hier fortsetzen: Die Aufstauung des Magnetfeldes steigt weiter an und die Standoff-Distance reduziert sich.

Einen genaueren Blick auf die Veränderungen im Magnetfeld ermöglicht Abb. 4.21. Hier ist der Verlauf des Magnetfeldes für alle Verfeinerungsstufen entlang der subsolaren Linie aufgetragen. Beginnend im Sonnenwind, wo das noch ungestörte Magnetfeld den Hintergrundwert von 5 nT aufweist, zeigen sich die ersten Unterschiede zwischen den Verfeinerungsstufen bei Beginn des Bow Shocks: dieser beginnt in der Level-0-Simulation etwa 600 km weiter vorne als in der Level-1-Situation; weitere ca. 400 km näher am Hindernis liegt der Box Shock bei Level 2 und 3. Im weiteren Verlauf wird deutlich, dass auch der Anstieg des Magnetfeldes bei hohen Auflösungen deutlich stärker ist als bei geringen Auflösungen, das Maximum der Aufstauung erhöht sich von 26 nT bei Level 0 auf 47 nT bei Level 2 und 3, siehe auch Tab. 4.5.

Der Verlauf der beiden höchsten Verfeinerungsstufen 2 und 3 unterscheidet sich in Abb. 4.21 kaum voneinander. Dies kann bedeuten, dass der physikalisch korrekte Wert für das Aufstauungsmaximum hier bereits mit Level 2 erreicht ist. Die Auflösung innerhalb der Ionosphäre liegt hierbei noch bei recht groben 95 km, so dass dies unwahrscheinlich ist. Allerdings ist auch auf Level 3 nur ein geringer Teil der Simulationsbox (die Ionosphäre) auf dem höchsten Level aufgelöst und die Umgebung noch mit entsprechend geringeren Leveln, wie in Abb. 4.20(f) dargestellt.

Möglicherweise könnte eine Ausdehnung des Level-3-Bereichs eine weitere Erhöhung der Aufstauung bringen, jedoch ginge dies mit einer Vergrößerung des Level-2-Bereichs und demnach auch des Level-1-Bereichs einher, so dass deutlich mehr Rechenzeit benötigt würde. Auch eine weitere Verfeinerungsstufe würde zunächst eine Ausdehnung des Level-3-Bereichs benötigen; wegen der Bedingung von maximal einem Level Unterschied in benachbarten Zellen müsste der Level-3-Bereich den Level-4-Bereich komplett umschließen. Außerdem wird in der Umgebung eines höheren Verfeinerungslevels auch die Teilchenzahl verachtacht, um einen nahtlosen Übergang zu gewährleisten. Dadurch stiege also die Teilchenzahl auch in der Umgebung des ionosphärischen Bereichs nochmals deutlich an. Erste Tests ergaben Rechenzeiten von 1-2 Minuten pro Zeitschritt, dies ist bei mehreren zehntausend Zeitschritten nicht mehr in akzeptabler Zeit zu erreichen. Somit ist also eine weitere Verfeinerungsstufe mit den zum Simulationszeitpunkt zur Verfügung stehenden Mitteln nicht mehr realisierbar.

#### 4.2.4.3 Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit

Auch wenn in den vorherigen Kapiteln gezeigt wurde, dass eine ideale unmagnetisierte Ionosphäre derzeit nicht zu erreichen ist, so kann doch die Reaktion des Magnetfeldes auf eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit überprüft werden. Wie bereits im Abschnitt 2.2.6 beschrieben, reduziert sich die Höhe der magnetischen Barriere bei erhöhtem Anströmdruck bis die erhöhte ionosphärische Dichte auf der entsprechenden Höhe den Druck ausgleichen kann.

Abbildung 4.22 zeigt das Ergebnis der Simulationen mit Alfvén-Machzahl 6.8 (oben), 8 (Mitte) und 10 (unten). Die Simulationen wurden mit Verfeinerungsstufe 2 und der im ionosphärischen Bereich verringerten Resistivität durchgeführt. Das Magnetfeld (linke Spalte) wird durch die zunehmende Geschwindigkeit sichtbar stärker komprimiert, die Standoff-Distance sinkt und die Aufstauung an der MPB steigt. Jedoch liegt die maximale Aufstauung noch immer vor der Grenze des Hindernisses, so dass auch bei erhöhter Geschwindigkeit die simulierte Ionosphäre für die Aufstauung verantwortlich zeichnet. Dieses Bild bestätigt sich auch bei der Betrachtung der Sonnenwinddichte (mittlere Spalte): hier steigt mit zunehmender Geschwindigkeit die Dichte unmittelbar hinter dem Bow Shock stärker an und die Breite der Magnetosheath verringert sich aufgrund der reduzierten Standoff-Distance. Auch bei Mach 10 erreicht der Sonnenwind nicht die Planetenoberfläche, sondern wird vorher am Hindernis vorbei gelenkt. In der planetaren Ionendichte (rechte Spalte) zeigen sich die geringsten Veränderungen bei steigender Anströmgeschwindigkeit, tagseitig ist jedoch ein leichtes Zusammenstauchen der Ionosphäre erkennbar.

Abbildung 4.23 zeigt das Magnetfeld entlang der subsolaren Linie für die drei untersuchten Anströmgeschwindigkeiten. Hier bestätigen sich die Ergebnisse aus Abb. 4.22: Die maximale Magnetfeldaufstauung erhöht sich von 28 nT bei  $M_A = 6.8$  auf 33 nT bei  $M_A = 8$  und schließlich 38 nT bei  $M_A = 10$ . Dabei verschiebt sich die MPB, an der

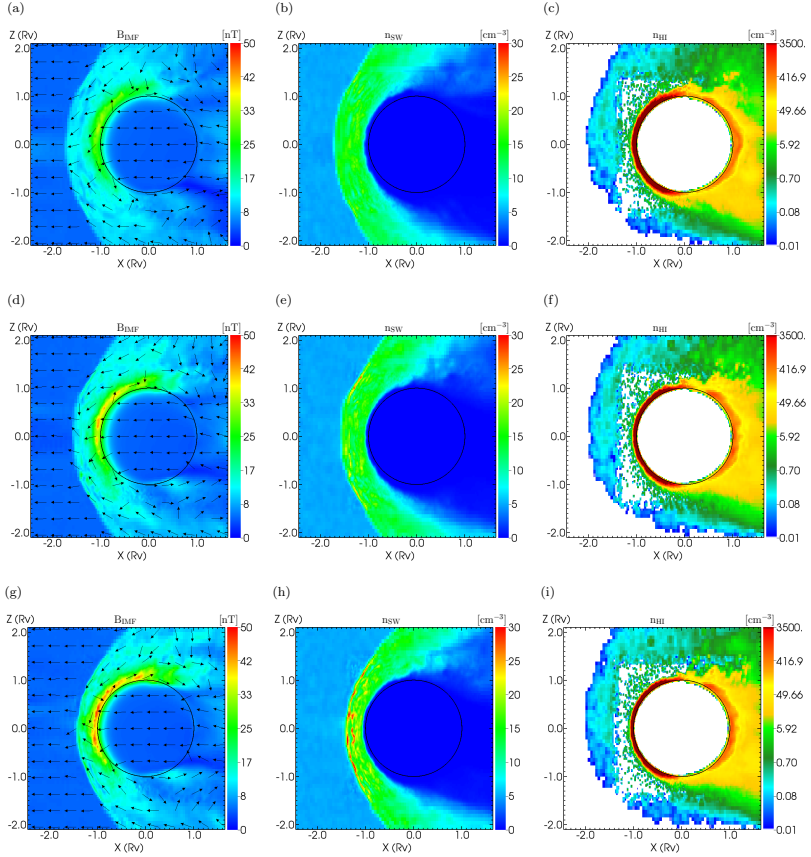


Abbildung 4.22: Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit von Mach 6.8 (obere Reihe) auf Mach 8 (mittlere Reihe) und Mach 10 (untere Reihe). Die Plots zeigen jeweils Magnetfeld, Sonnenwind- und Schwerionendichte (von links nach rechts). Das ionosphärische Magnetfeld reagiert auf die Zunahme der Anströmgeschwindigkeit mit steigender Maximaldichte, die magnetische Barriere wird näher an den Planeten gedrückt.



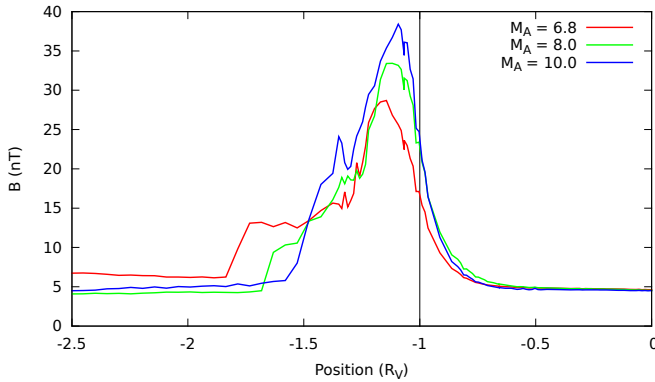


Abbildung 4.23: Verlauf des Magnetfelds entlang der subsolaren Linie vom Boxanfang ( $x = -2.5 R_V$ ) bis zum Zentrum ( $x = 0 R_V$ ) für drei verschiedene Anströmgeschwindigkeiten. Die schwarze Linie zeigt die Position der Planetenoberfläche. Die maximale Aufstauung wird jeweils vor dem Hindernis erreicht. Bei höherer Anströmgeschwindigkeit sinkt die Standoff-Distance des Bow Shocks und das maximale Magnetfeld steigt, der Punkt der höchsten Aufstauung rückt außerdem näher zum Planeten.

die höchste Aufstauung vorliegt, um ca. 250 km zur Planetenoberfläche, von der sie bei  $M_A = 10$  noch ca. 350 km weit entfernt ist.

Somit können die Auswirkungen steigenden Sonnenwind-Anströmdrucks, d.h. erhöhte Magnetfeldaufstauung in geringerer Höhe, in den Simulationen reproduziert werden. Eine durch diese Simulation fliegende Sonde würde somit in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit ein unterschiedlich starkes Feld in der ionosphärischen Region messen. Dies entspricht damit grundsätzlich den Messungen von PVO und VEX, die die Auswirkungen veränderten Sonnenwind-Anströmdrucks in der Ionosphäre als magnetisierten und unmagnetisierten Zustand gemessen haben. Der Abfall des Magnetfeldes unterhalb der MPB ist allerdings in den Simulationen noch deutlich zu gering, um von einer wirklich unmagnetisierten Situation zu sprechen; so beträgt die Magnetfeldstärke am Hindernis noch ca. 25 nT. Die durchgeführten Simulationen zeigen jedoch die prinzipielle Reproduzierbarkeit von Magnetisierungszuständen im Rahmen einer globalen Simulation der Plasmawechselwirkung der Venus.

### 4.2.5 Sektordurchgang im Sonnenwind

Das Magnetfeld der Sonne ist in Sektoren unterteilt, die bei der Erzeugung entstehen und durch den Frozen-In-Effekt im gesamten Sonnensystem vorliegen. Dabei wechseln sich „Towards“-Sektoren mit „Away“-Sektoren ab; die Bezeichnung ergibt sich aus der vorhandenen x-Komponente, die innerhalb eines Sektors stets zur Sonne hin bzw. von

der Sonne weg zeigt. Ebenfalls wechselt beim Sektordurchgang die  $y$ -Komponente, im für die Simulation verwendeten Koordinatensystem ist  $+y$  parallel zur Umlaufbewegung der Venus um die Sonne und  $-y$  entsprechend antiparallel. Die beiden Sektoren weisen dabei jeweils  $+x/-y$  bzw.  $-x/+y$ -Orientierung auf (Jarvinen et al. 2008). Die Häufigkeit von Sektorwechseln schwankt zwischen Stunden und Tagen (Ma et al. 1999), die Dauer eines Sektordurchgangs kann von Minuten zu Stunden variieren.

Neben weiteren Fluktuationen des Sonnenwindes wie Änderungen in Geschwindigkeit und Dichte sowie kleineren Fluktuationen des Magnetfeldes bilden Sektordurchgänge des Sonnenwindmagnetfeldes eine regelmäßige, starke Störung der Plasmaumgebung der Venus. Im Folgenden wird ein solcher Sektordurchgang in den Simulationen nachgebildet. Dazu wird jeweils zunächst der quasi-stationäre Zustand mit der ursprünglichen Magnetfeldrichtung erreicht, anschließend werden  $x$ - und  $y$ -Komponente des Feldes umgekehrt. Dies geschieht, auch aus numerischen Gründen, nicht instantan, sondern über eine gewisse Zeitspanne, wie es auch im echten Sonnenwind gezeigt wurde. Anschließend wird die Simulation wieder bis zum quasi-stationären Zustand laufen gelassen, wobei hier allerdings gerade die transienten Übergangsprozesse von besonderem Interesse sind.

In den nachfolgenden Abschnitten werden mehrere Auswirkungen eines Sektordurchganges untersucht; wegen der verschiedenen Schwerpunkte waren hierzu separate Simulationen notwendig. Betrachtet werden das Entstehen fossiler Felder in der Ionosphäre, der Verbleib fossiler Felder im Tail sowie das Verhalten des Bereichs mit umgekehrter  $B_Y$ -Komponente.

### 4.2.5.1 Tagseitige Fossile Felder

Die Ausbreitung des Magnetfeldes wird mit der in Abschnitt 4.1.3 bereits angegebenen Dynamogleichung (4.2) beschreiben. Im ungestörten Sonnenwind entspricht die Skala der zeitlichen Veränderung damit der konvektiven Veränderung über die Sonnenwindgeschwindigkeit, auch ein Sektordurchgang des Magnetfeldes erreicht mit dieser Geschwindigkeit die Venus. In der unmittelbaren Umgebung eines ionosphärischen Hindernisses wie der Venus sinkt jedoch die Konvektionsgeschwindigkeit stark ab, ein signifikanter diffusiver Anteil durch Neutralteilchen beginnt jedoch erst in der tieferen Ionosphäre bzw. im Übergang zur Atmosphäre. Im oberen Bereich der Ionosphäre liegen also gleichzeitig eine geringe konvektive Geschwindigkeit und eine sehr niedrige Resistivität vor, so dass die zeitliche Entwicklung des Magnetfeldes dort stark verlangsamt wird. Damit kann sich das Magnetfeld in diesem Bereich nur langsam an schnelle Veränderungen seiner Umgebung anpassen, wie beispielsweise das umgekehrte interplanetare Magnetfeld nach einem Sektordurchgang. Während einer gewissen Übergangszeit nach einem solchen Durchgang wird also das noch mit alter Orientierung vorhandene Magnetfeld vom aktuellen Magnetfeld in neuer Orientierung umschlossen. In dieser Situation bezeichnet man das alte Feld, welches man quasi ausgraben müsste, um es zu erhalten, als fossiles Feld.

Eine durch diese Konstellation durchfliegende Raumsonde würde in Ionosphäre und Sonnenwind bzw. Magnetosheath gegensätzliche Orientierungen des Magnetfeldes messen, was in einem stationären System nicht möglich wäre. Eine solche Messung gelang der Raumsonde Giotto am Kometen Halley (Raeder et al. 1987) und, wie anfänglich bereits erwähnt, der Raumsonde Cassini am Titan, wo vorhandenes Magnetosheathfeld in der Titan-Ionosphäre noch etliche Minuten nach Wiedereintritt des Mondes in die Saturn-Magnetosphäre gemessen werden konnte (Bertucci et al. 2008). Aus den durchgeführten Simulationen erhielten Müller et al. (2010) eine Dauer dieser fossilen Situation am Titan von mindestens 25 Minuten; dieser Werte stelle jedoch eher eine Minimalabschätzung darstellen und könne real auch etliche Stunden erreichen.

Derzeit gibt es von der Venus keine Veröffentlichungen über Messungen von fossilen Feldern. Allerdings untersuchten Luhmann et al. (1984) die Zeitskalen für den Abbau des Magnetfeldes in der Ionosphäre, beispielsweise für den Fall nachlassenden Sonnenwind-Anströmdrucks und somit einer Umstellung von der magnetisierten auf die unmagnetisierte Situation. In ihren 1D-Simulationen entsprach das einem Verschwinden des Feldes auf 195 km Höhe binnen 10 min nach Beginn der Simulation. Die Verweilzeit des Magnetfeldes zwischen 140 und 190 km betrug in dieser Einstellung, die den schnellstmöglichen Fall nur unter Einbeziehung von Diffusion beschreiben soll, mehrere Stunden. In weiteren Simulationen mit einer Abwärtsbewegung der Ionen mit bis zu 10 m/s gelangten Luhmann et al. (1984) zu Zeitskalen von wenigen Minuten, allerdings blieb hierbei das Magnetfeld an der Ionopause konstant auf dem Anfangswert und wurde nicht reduziert. Diese Untersuchungen zeigen, dass ein Verbleiben eines fossilen Feldes in der Venus-Ionosphäre auf Zeitskalen von Minuten vorhanden sein sollte. Zeitskalen von Stunden erscheinen hingegen unwahrscheinlich, einerseits, weil dafür keine vertikale Plasmabewegung vorhanden sein dürfte, andererseits, weil mit einer Orbitperiode von 24 Stunden für PVO und VEX dieser Fall mit hoher Wahrscheinlichkeit gemessen und entsprechend auch veröffentlicht worden wäre.

Wie in der Realität ist auch in der Simulation die Leitfähigkeit bzw. Resistivität im ionosphärischen Bereich ein entscheidender Parameter für die Dauer von fossilen Feldern. Luhmann und Cravens (1991) zeigen für den relevanten Bereich von 150-300 km einen höhenabhängigen Diffusionskoeffizienten  $D = \eta/\mu_0$  von der Größenordnung  $10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ . In Abschnitt 4.2.4.1 wurde festgestellt, dass das im ionosphärischen Bereich erreichbare Minimum für die Simulation bei  $\eta^* = 0.3$  liegt, was im Vergleich einem Diffusionskoeffizienten  $D_{\text{sim}} \approx 10^9 \text{ m}^2/\text{s}$  entspricht, d.h. fünf Größenordnungen oberhalb des realen Wertes. Selbst ohne Plasmakonvektion wäre in der Simulation also kein stundenlanger Verbleib der fossilen Felder erreichbar. Analog zu Müller et al. (2010) kann die Diffusionszeit zu

$$T_d \approx \mu_0 \sigma \Delta h^2 \approx 10^{-6} \times 5 \cdot 10^{-4} \times (4 \cdot 10^5)^2 \text{ s} = 80 \text{ s} \quad (4.12)$$

abgeschätzt werden. Das berücksichtigt eine Höhendifferenz  $\Delta h = 400 \text{ km}$  und damit die komplette Höhe der Ionosphäre in der Simulation, während Luhmann et al. (1984) von einer durch starken Sonnenwinddruck komprimierten Ionosphäre über einer neutralen Atmosphäre ausgehen und daher lediglich eine Höhendifferenz von ca. 100 km ansetzen, was in der Simulation zu  $T_d \approx 5 \text{ s}$  führen würde.

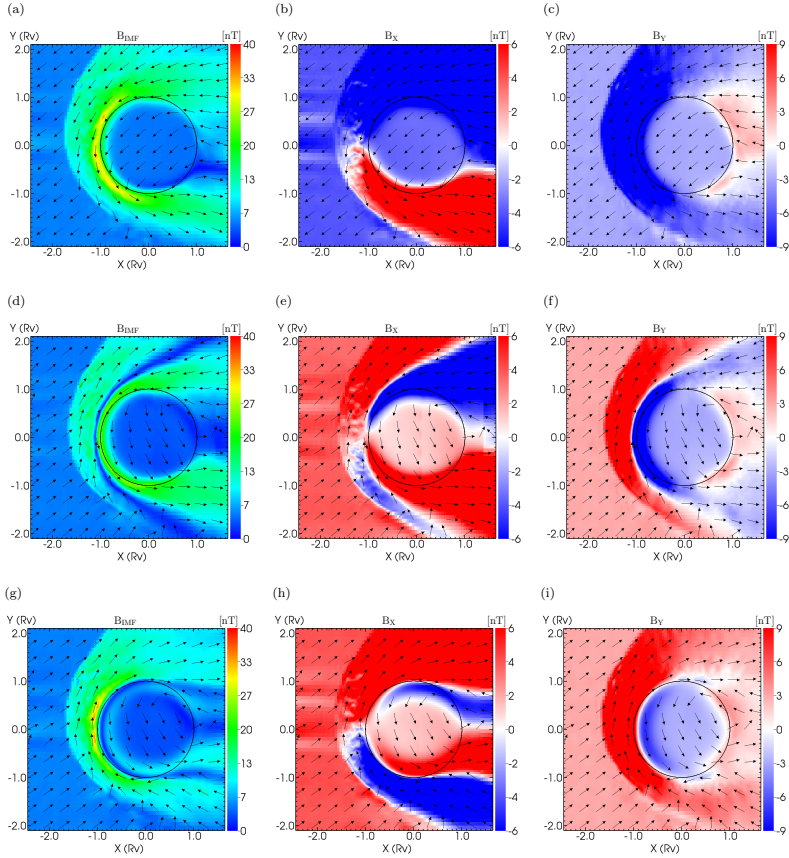


Abbildung 4.24: Sektordurchgang bei 0 s (oben, vor Feldumkehr), 100 s (Mitte, fossile Situation), 400 s (unten, nach der Feldumkehr). Die Plots zeigen jeweils absolutes Magnetfeld sowie dessen x- und y-Komponente (von links nach rechts) in der xy-Ebene. Die fossile Situation hat in der Simulation für wenige Minuten Bestand, bis das ganze ionosphärische Magnetfeld neu orientiert ist.

Das Ergebnis der Simulation eines Sektordurchgangs zeigt Abbildung 4.24, wobei diesmal der Betrag des Magnetfeldes und dessen  $x$ - und  $y$ -Komponente jeweils in der  $xy$ -Ebene dargestellt sind. Die Simulation wurde mit der auch zuvor verwendeten Richtung des Magnetfeldes  $\underline{B} = (-4, -3, 0)$  nT gestartet und in den quasi-stationären Zustand gebracht (obere Zeile). In der  $B_x$ -Komponente ist der Drapierungseffekt erkennbar: in der oberen Hälfte laufen alle Feldlinien entgegen der Sonnenwindrichtung ( $-x$ ) und in der unteren Hälfte mit der Sonnenwindrichtung ( $+x$ ). Der Bereich der Magnetosheath und der Ionosphäre weist durchweg eine stark negative  $B_y$ -Komponente auf.

Die mittlere Reihe der Abbildung 4.24 zeigt die Situation ca. 100 s nach Einschalten der Feldumkehr. In Plot (d) ist gut erkennbar, dass der Code nicht direkt umschaltet, sondern den Wechsel auf (in dieser Einstellung) 200 Zeitschritte (ca. 2 s) interpoliert; da von  $\underline{B}_{alt} = (-4, -3, 0)$  nT auf  $\underline{B}_{neu} = (4, 3, 0)$  nT gewechselt wird, ist das Feld zwischenzeitlich sehr klein bzw. kurzzeitig null. Ein Blick auf die  $x$ -Komponente in Plot (e) macht die Veränderungen noch deutlicher; insbesondere in der oberen Hälfte liegen die gegensätzlich orientierten Felder direkt nebeneinander, wegen der Richtung des Feldes ist die Situation nicht symmetrisch und in der unteren Hälfte schwächer. In der  $y$ -Komponente in Plot (f) ist die fossile Situation am besten zu sehen: im ionosphärischen Bereich ist das Feld noch negativ orientiert, das positive Magnetosheathfeld liegt direkt darüber. Zu diesem Zeitpunkt würde eine durchfliegende Raumsonde unterschiedliche Orientierungen des Magnetfeldes in Magnetosheath und Ionosphäre messen.

In der unteren Abbildung nach ca. 400 s ist die fossile Situation zumindest tagseitig wieder aufgehoben; die  $y$ -Komponente in Plot (i) ist durchgängig positiv. Die  $x$ -Komponente hat ihre Anordnung im Vergleich zur Zeit vor der Feldumkehr vertauscht, allerdings nur tagseitig. Auf der Nachtseite ist insbesondere an Plot (h) gut erkennbar, dass dort noch immer die vorherigen Felder vorherrschen.

Zusammenfassend liegen die Zeitskalen des tagseitigen fossilen Feldes bei Venus bei einigen Minuten, was der Größenordnung der vorherigen Abschätzung entspricht. Ausgehend von der Simulation halten sich die fossilen Felder im nachseitigen Ionen-Tail noch deutlich länger als auf der Tagseite, weshalb diese Region im nächsten Abschnitt betrachtet wird.

#### 4.2.5.2 Nachtseitige Fossile Felder

In dieser Simulation wird eine längere Simulationsbox verwendet als bisher; zur besseren Betrachtung des Ionen-Tails bei einem Sektordurchgang wurde die Boxlänge in  $x$ -Richtung auf  $12 R_V$  erhöht, wobei der Planet nahe am Boxeingang platziert wurde, um einen möglichst langen Tail zu erhalten. Da die Ausbildung dieses langen Tails aufgrund der langsamen Ionenbewegung mehr Rechenzeit erfordert, wurde nur eine zusätzliche Verfeinerungsstufe statt wie vorher zwei verwendet.

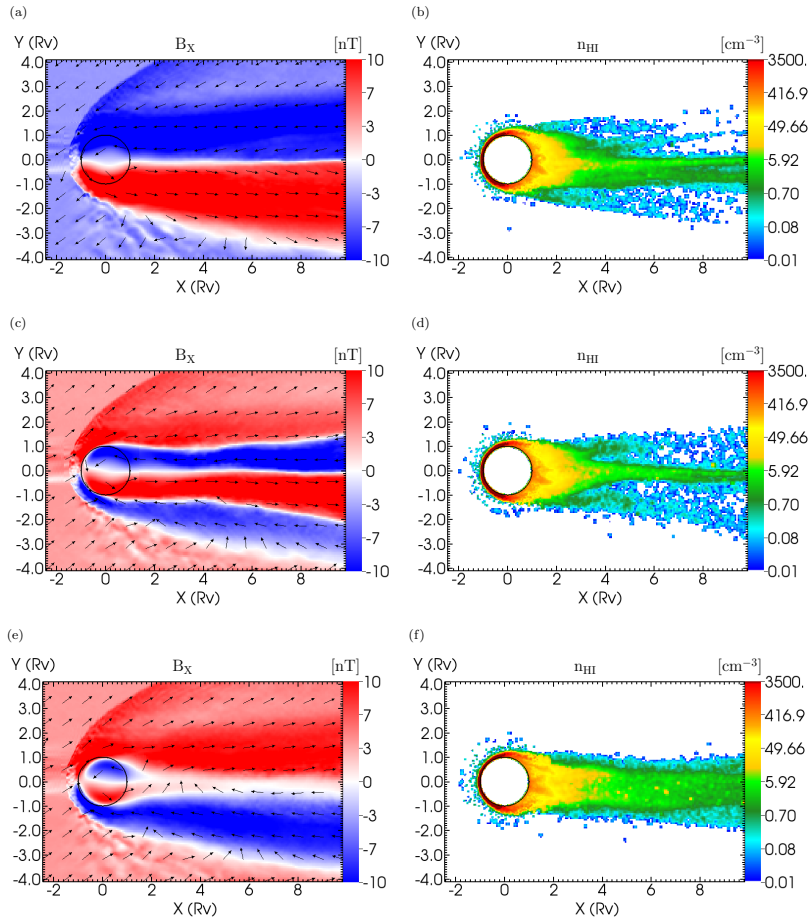


Abbildung 4.25: Sektordurchgang bei 0 s (oben, vor Feldumkehr), 400 s (Mitte, fossile Situation im Tail), 800 s (unten, nach der Feldumkehr). Die Plots zeigen jeweils die  $x$ -Komponente des Magnetfeldes (links) und die Schwerionendichte (rechts) in der  $xy$ -Ebene. Die fossile Situation im Tail ist nach 400 s voll ausgeprägt, während sie sich auf der Tagseite bereits aufgelöst hat.

Abbildung 4.25 zeigt die Simulation diesmal mit der gesamten Simulationsbox, die linke Spalte zeigt die x-Komponente des Magnetfeldes, an der die fossile Situation im Tail am besten zu erkennen ist, die rechte Spalte zeigt die Schwerionendichte. Die obere Zeile zeigt die Situation unmittelbar vor der Feldumkehr, wie bereits in der vorherigen Simulation zu sehen weist die x-Komponente des Magnetfeld im Wesentlichen ein zweigeteiltes Verhalten auf, welches durch die Drapierung verursacht wird. Nur entlang der  $y=0$ -Linie verschwindet die x-Komponente. Hier konzentrieren sich, bedingt durch die drapierten Felder, auch die Schwerionen. Das elektrische Hintergrundfeld zeigt senkrecht zur gezeigten xy-Ebene, weswegen keine Pick-Up-Zykloiden oder ähnliche Strukturen erkennbar sind.

Die mittlere Zeile der Abb. 4.25 zeigt die Situation etwa 400 s nach Beginn des Sektordurchganges, wie bereits in Abb. 4.24 ist die tagseitige fossile Situation zu diesem Zeitpunkt bereits wieder aufgelöst. Anders sieht es auf der Nachtseite aus: im inneren Tail, grob innerhalb von  $\pm 1 R_V$  entlang der x-Achse, ist das Feld durchgängig noch nach der ursprünglichen Orientierung ausgerichtet; umgeben ist es komplett von Magnetfeld mit neuer Ausrichtung. Hier herrscht also eine fossile Situation entlang des gesamten Tails vor. Der Ionen-Tail ist nun etwas stärker auf die  $y=0$ -Linie zusammengedrückt, was aus der leichten Zunahme der inneren Tail-Magnetfelder in dieser Situation resultiert.

Die untere Zeile von Abb. 4.25 wurde nach ca. 800 s erstellt und zeigt bereits die nahezu aufgelöste fossile Situation. Im Zentrum des magnetischen Tails ist das fossile Magnetfeld nahezu verschwunden, die Breite des Bereichs zeigt jedoch, dass zu diesem Zeitpunkt noch kleine gegensätzlich orientierte Felder vorhanden sind. Damit ist die fossile Situation im Wesentlichen vorbei, auch wenn die Strukturen noch nicht ganz analog zum Ausgangszustand sind. Das schwache Magnetfeld im inneren Tail macht sich in der Schwerionendichte bemerkbar, diese ist jetzt deutlich weniger auf die  $y=0$ -Ebene fokussiert als zuvor und weist eine einheitlich breite Struktur auf.

In dieser Simulation hält sich die fossile Situation im Tail ca. 10 Minuten lang und damit etwa doppelt so lange wie auf der Tagseite. Jedoch sind die magnetischen Strukturen im Tail etwa zehnmal so breit, dies würde unter Verwendung von Gl. (4.12) zu einer etwa hundertfachen Lebenszeit der fossilen Felder führen. Zum Teil kann die schnelle Auflösung der Situation im Tail damit erklärt werden, dass hier nicht der geringe Resistivitätswert der Ionosphäre von  $\eta^* = 0.3$  verwendet wurde, sondern hier der Sonnenwind-Wert von  $\eta^* = 1.6$  vorliegt, also ca. 5x höher. Das allein kann aber die schnelle Adaption nicht erklären.

Eine mögliche Ursache dieser schnellen Ummagnetisierung könnte im Sonnenwind liegen; dieser ist zwar im Tail-Bereich nur noch schwach vorhanden, könnte während des Sektordurchganges allerdings in den Tail gelangen und dort entsprechend die Feldumkehr beschleunigen. In Abbildung 4.26 wurde daher die Sonnenwinddichte im Tail aufgetragen, abweichend zur bisherigen Darstellung mit logarithmischer Skalierung und kontrastreicherer Farbskala, wie sie sonst nur für die Schwerionen verwendet wurde; so lassen die Strukturen mit geringer Dichte im Tail besser erkennen. Die linke Spalte der Abbildung

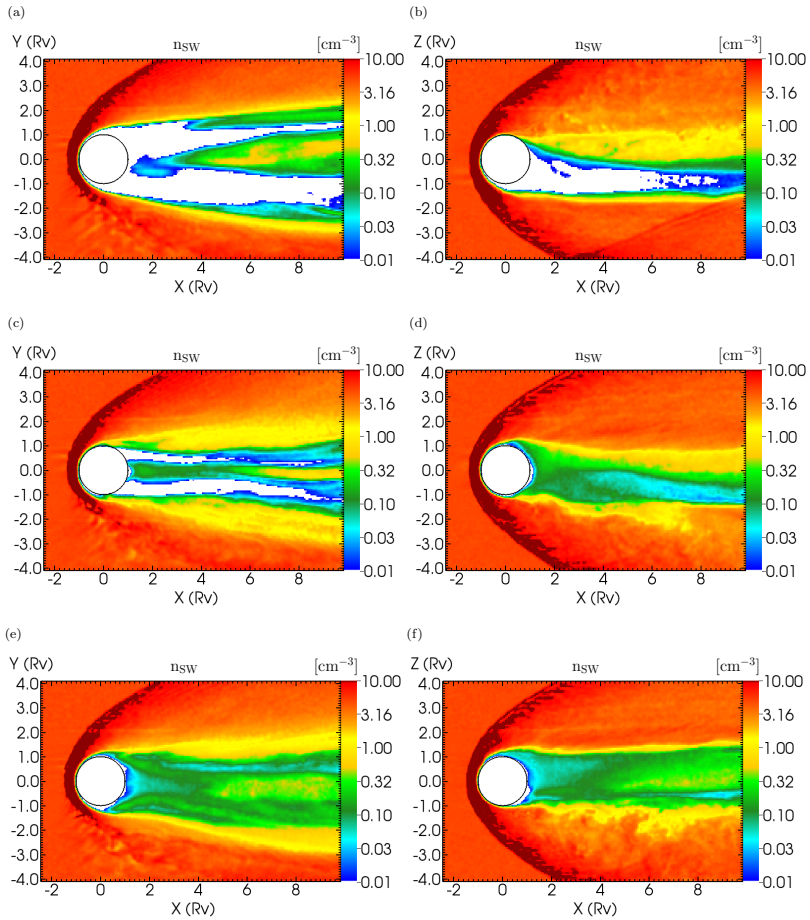


Abbildung 4.26: Sektordurchgang bei 0 s (oben, vor Feldumkehr), 400 s (Mitte, fossile Situation im Tail), 800 s (unten, nach der Feldumkehr). Die Plots zeigen jeweils die Sonnenwinddichte in der  $xy$ -Ebene (links) bzw. der  $xz$ -Ebene (rechts). Für diese Abbildung wurden eine logarithmische und kontrastreichere Farbskala gewählt. Durch die Feldumkehr dringt Sonnenwind in den Tail ein, was die in Abb. 4.25 zu sehende Ummagnetisierung beschleunigt.



zeigt die  $xy$ -Ebene, die rechte Spalte die  $xz$ -Ebene, die Zeilen zeigen mit 0 s, 400 s und 800 s dieselben Zeitpunkte wie oben in Abb. 4.25.

In der oberen Zeile von Abb. 4.26 ist der Zustand vor der Feldumkehr zu sehen. In der  $xy$ -Ebene, Plot (a), wirkt der Tail zweigeteilt, was durch aus der  $+z$ -Richtung eindringenden Sonnenwind verursacht wird, wie in Plot (b) gut zu sehen. Der weiße Bereich hier zeigt zugleich den Haupt-Iontentail, der von Sonnenwind weitestgehend frei ist. Vor Einsetzen der Feldumkehr gibt es also weite Bereiche im Tail, die wie erwartet frei von Sonnenwind sind, was jedoch nicht für die gesamte Schattenregion der Venus gilt, da Sonnenwind aus  $+z$ -Richtung eindringt.

Die mittlere Zeile zeigt wiederum die Situation mit fossilen Feldern im Tail, auch in der Sonnenwinddichte der  $xy$ -Ebene, Plot (c), ist ein Zusammendrücken und somit eine Verkleinerung der sonnenwindfreien Bereiche zu erkennen. Eine noch stärkere Veränderung zeigt sich in der  $xz$ -Ebene in Plot (d): Die Umkehr des Magnetfeldes führt zu einem Eindringen von Sonnenwindteilchen hinter dem Planeten, wodurch der zuvor sonnenwindfreie Tail-Bereich jetzt durchgehend Sonnenwind enthält.

In der unteren Zeile der Abb. 4.26 ist zu sehen, dass dieses Eindringen von Sonnenwind noch weiter zugenommen hat. In beiden Ebenen sind weite Teile des Tails nun mit Sonnenwind in Dichten von  $0.1$  bis  $0.5 \text{ cm}^{-3}$  gefüllt, also ca. 10% der Hintergrunddichte. Eine weitere Auffüllung scheint jedoch nicht stattzufinden, da dicht hinter dem Planeten nur noch sehr geringe Sonnenwinddichten vorliegen.

Eine Umkehr des Magnetfeld führt also in der Simulation zu einem Eindringen des Sonnenwindes in den Tail-Bereich, was die Umkehrung des Magnetfeldes dort beschleunigt, so dass die nur aus der magnetischen Diffusion zu erwartende lange Lebensdauer nicht eintritt. Auch über diese Region wurden keine Messungen von fossilen Feldern veröffentlicht, was ebenfalls für den in der Simulation gezeigten schnellen Abbau dieser Felder spricht.

### 4.2.5.3 Umgekehrte $B_y$ -Komponente

In jüngeren Messungen von Venus Express wurde der Effekt einer umgekehrten  $B_y$ -Komponente auf der Nachtseite der Venus festgestellt (Zhang et al. 2010, Du et al. 2013). Das übliche Modell der Magnetfeldwechselwirkung um Venus beschreibt die lokale Umkehrung der  $B_x$ -Komponente durch die Drapierung (siehe auch Abb. 4.25); in den beiden anderen Komponenten finden sich durch die Wechselwirkung zwar Modifikationen, aber keine Richtungsumkehr. Zhang et al. (2010) erklären die Entstehung dieser Region mit veränderten Feldlinien-Konfigurationen, das Magnetfeld gelange in der  $E^-$ -Hemisphäre, in der das elektrische Feld zum Planeten zeigt, durch Konvektion näher an den Planeten heran und umschließe ihn daher stärker. Möglicherweise werde dies noch durch Rekonnexion verstärkt. Du et al. (2013) berichten weiterhin, dass diese Struktur sowohl in Hybrid- als auch in Multi-Fluid MHD-Simulationen reproduzierbar sei, nicht jedoch

in der Einflüssigkeits-MHD. Auch bei Simulationen mit dem A.I.K.E.F.-Code lässt sich dieser Effekt reproduzieren, wenn planetare Teilchen verwendet werden. Bereits in Abb. 4.24(c) ist ein entsprechendes Gebiet zu sehen, jedoch wurde an dieser Stelle noch nicht darauf eingegangen. Dieser Effekt ist also offensichtlich an die planetaren Ionen gebunden, weshalb die Veränderung dieses Effekt bei einer Umkehr des Sonnenwind-Magnetfeldes und die entsprechende Zeitskala hier untersucht werden sollen.

Abbildung 4.27 zeigt dieselbe Simulation wie Abb. 4.25 und 4.26, diesmal den Vergleich zwischen der  $B_Y$ -Komponente (linke Spalte) und den Schwerionen (rechte Spalte) in der  $xz$ -Ebene, d.h. der Ebene des elektrischen Feldes. Dieses zeigt vor der Feldumkehr in  $+z$ -Richtung, d.h. in den Plots der oberen Zeile nach oben, nach der Feldumkehr entsprechend in  $-z$ -Richtung, d.h. in den Plots der unteren Zeilen nach unten. Der Bereich mit positiver  $B_Y$ -Komponente ist in Plot 4.27(a) sehr deutlich zu erkennen, er liegt auf der Nachtseite und primär in der  $E^-$ -Hemisphäre, reicht jedoch in der Nähe des Planeten auch in die  $E^+$ -Hemisphäre hinein. Der Bereich erstreckt sich deutlich über ca. 3 Planetenradien in  $+x$ -Richtung, darüber hinaus wird er ungleichmäßiger und schwächer, lässt sich jedoch noch bis zum Boxausgang verfolgen. Weitere kleinskalige Bereiche mit umgekehrter  $B_Y$ -Komponente finden sich im Tail in der  $E^+$ -Hemisphäre, was gut zu den von Zhang et al. (2010) dargestellten VEX-Messungen passt. Der Vergleich mit der Schwerionendichte in Plot (b) zeigt, dass sich der Hauptteil des Ionen-Tails ebenfalls in der  $E^-$ -Hemisphäre befindet und primär in  $+x$ -Richtung verläuft. In der  $E^+$ -Hemisphäre befinden ebenfalls Teilchen, diese sind weniger, aber schneller als im Haupttail. Diese Struktur entspricht den VEX-Messungen von Dubinin et al. (2013) sowie den Untersuchungen von Bößwetter et al. (2004) am Mars. Weiterhin zu sehen ist eine Asymmetrie in der Ionosphäre um den Planeten, diese ist auf der  $E^+$ -Hemisphäre insgesamt geringer und am Terminator, d.h. am Nordpol, kaum noch vorhanden. An dieser Stelle werden viele der produzierten Teilchen durch den Pick-Up-Prozess zunächst parallel zum elektrischen Feld in die  $E^+$ -Hemisphäre beschleunigt, wodurch dort die beschriebene ausgedehnte Struktur entsteht.

Die Plots 4.27(c) und (d) zeigen die Situation bei 800 s, entsprechen also zeitlich bereits der jeweils letzten Zeile in Abb. 4.25 und 4.26. Während die  $B_X$ -Komponente sich zu diesem Zeitpunkt bereits nahezu komplett umgestellt hat, ist eine umgekehrte  $B_Y$ -Komponente am Planeten direkt nicht auszumachen; ihr Auftreten im Tail in der (jetzt)  $E^-$ -Hemisphäre ist noch keine Neuausbildung, sondern die Erhaltung des vorherigen Zustands. Am Planeten ist die vormals positive Struktur nun von positivem Feld umgeben, so dass hieran keine fossilen Effekte beobachtet werden können. Eine Neuausprägung auf der neuen  $E^-$ -Hemisphäre hat noch nicht eingesetzt; direkt am Planeten ist noch keine negative  $B_Y$ -Komponente vorhanden. Wie auch die  $B_X$ -Komponente ist  $B_Y$  im Planeten selbst wegen der geringen Resistivität noch in ursprünglicher Orientierung vorhanden. Der Ionen-Tail zeigt sich in dieser Situation auch im Übergangszustand; die Pick-Up-Teilchen haben bereits ihre Hemisphäre gewechselt und befinden sich nun auf der neuen  $E^+$ -Hemisphäre, in der gezeigten Ebene unten. Der Haupttail hat sich jedoch aufgrund der deutlich geringeren Geschwindigkeit noch nicht angepasst und befindet sich ebenfalls in der  $E^+$ -Hemisphäre. Die planetennahe Ionosphäre ist jetzt annähernd symmetrisch, ihre Breite an Nord- und Südpol unterscheidet sich kaum. Am Südpol ist zu erkennen, dass der schnelle Pick-Up bereits begonnen hat, denn die Ionosphäre ist dort schwächer aus-

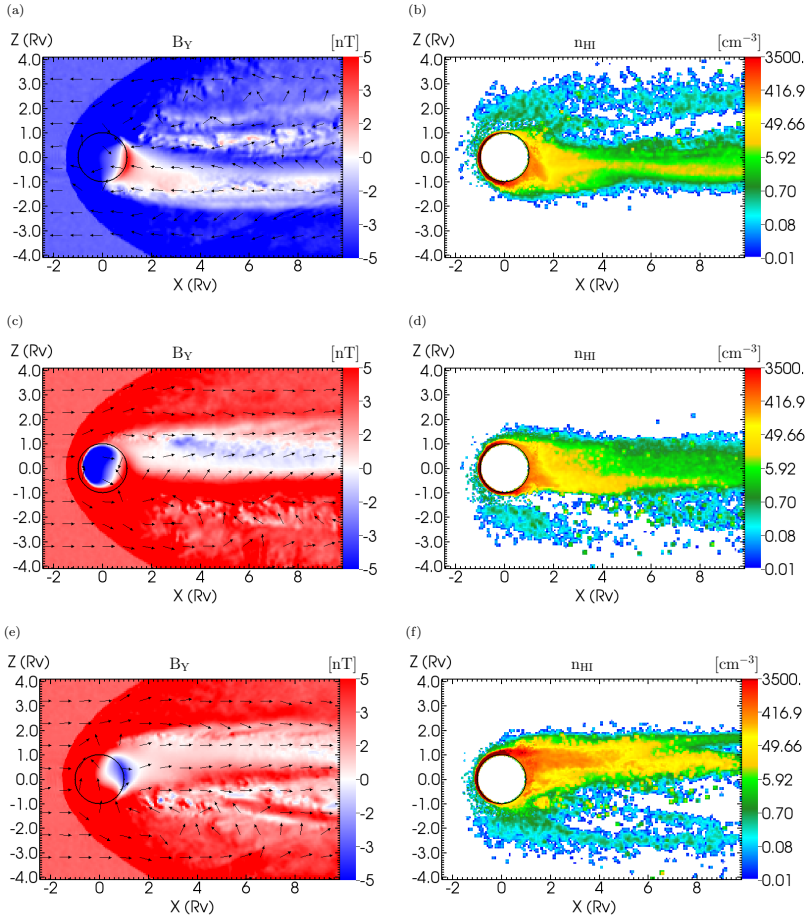


Abbildung 4.27: Sektordurchgang bei 0 s (oben, vor Feldumkehr), 800 s (Mitte), 4000 s (unten). Die Plots zeigen die Y-Komponente des Magnetfelds (linke Spalte) und die planetare Ionendichte (rechte Spalte). Die umgekehrte  $B_Y$ -Komponente auf der Nachtseite verschwindet zwischendurch und formiert sich parallel zur Neuausrichtung des Ionentails neu.

geprägt als zuvor, am Nordpol haben sich die Dichten durch Produktion und Umkehrung der Driftrichtung bereits stark erhöht.

Die untere Zeile der Abb. 4.27 zeigt die Situation 4000 s nach dem simulierten Sektordurchgang. Der Zustand zu diesem Zeitpunkt entspricht strukturell fast dem Ausgangszustand, nur mit vertauschter magnetischer und elektrischer Feldrichtung. Die umgekehrte  $B_Y$ -Komponente, jetzt negativ, hat sich nun in der neuen  $E^-$ -Hemisphäre auf der Nachtseite des Planeten gebildet. Diese wird tailabwärts gefolgt von einem Bereich mit stark reduziertem  $B_Y$ , welcher jedoch hier noch nicht, wie vor der Feldumkehr, über längere Bereiche umgekehrt ist. Wiederum gibt es auch in der  $E^+$ -Hemisphäre kleine Bereiche mit negativem  $B_Y$ . Der Ionen-Tail zeigt nun deutlich seine Hauptausprägung in der neuen  $E^-$ -Hemisphäre, in der  $E^+$ -Hemisphäre sind wie schon zuvor Pick-Up-Teilchen zu erkennen. Die stärkere Ausprägung des Ionen-Tails im Vergleich zum Zeitpunkt vor der Feldumkehr ist wohl der längeren Simulationszeit geschuldet, die nun für das Auftreten höherer Dichten im Tail auch weiter vom Planeten entfernt sorgt. Wie zuvor ist auch jetzt die Ionosphäre in der  $E^+$ -Hemisphäre, diesmal also am Südpol, geringer ausgeprägt als in der  $E^-$ -Hemisphäre am Nordpol.

Zusammengefasst bildet der nachtseitige Bereich mit umgekehrter  $B_Y$ -Komponente in der  $E^-$ -Hemisphäre eine charakteristische Eigenschaft der Sonnenwind-Wechselwirkung mit Venus. Die Reproduktion dieser Struktur in den Simulationen ist mit den VEX-Messergebnissen vergleichbar. Die Simulationen zeigten, dass die sich Struktur nach einem Sektordurchgang auf Zeitskalen der Ionenbewegung neu ausbildet. Dies geschah in der Simulation ab ungefähr einer halben Stunde danach; die gezeigte, nahezu vollständige Ausprägung stellte sich gut eine Stunde nach dem Sektordurchgang ein. Damit ist dies wohl die magnetische Struktur an der Venus, bei der die Umstellung auf eine neue IMF-Richtung am längsten dauert.

### 4.3 Vergleich der Sonnenwindwechselwirkung

Im Verlauf dieses Kapitels wurden die Wechselwirkungen des Sonnenwindes zunächst mit dem Mond, anschließend mit der Venus beschrieben. In beiden Fällen spielten sowohl die stationäre Situation als auch nicht-stationäre Situation, hervorgerufen durch Veränderungen im Sonnenwind, eine wichtige Rolle. Wie vorher bereits erwartet, zeigten beide Körper auch in der Simulation zunächst ein unterschiedliches Bild: Beim Mond wurde vorrangig der Wake untersucht, die sich auffüllende Dichtekavität auf der Nachtseite; bei der Venus standen die tag- wie nachtseitigen Magnetfelder und ihr Verhalten bei einer Änderung der Anströmbedingungen im Vordergrund. Im folgenden wird die Plasmawechselwirkung von Venus und Mond basierend auf den zuvor gezeigten Simulationsergebnissen verglichen.

Auf der Tagseite ist die Präsenz des Mondes in den Simulationen quasi nicht sichtbar. Durch die Absorption der auftreffenden Sonnenwindteilchen und der Resistivität, die ei-

ne schnelle Diffusion des Magnetfeldes ermöglicht, stellt der Mond kein Hindernis dar, welches durch Modifikationen im anströmenden Plasma umgangen werden müsste. Somit bildet der Mond bzw. allgemein resistive, unmagnetisierte Körper ohne Ionosphäre einen Spezialfall: eine fehlende signifikante tagseitige Wechselwirkung wird nur bei Vorhandensein dieser drei Eigenschaften erreicht. Auf der Tagseite der Venus bildet sich hingegen der Bow Shock aus, da Magnetfeld und Teilchen durch die Ionosphäre verlangsamt werden und umgelenkt werden müssen. Bei der Struktur dieses Shocks zeigt sich eine direkte Abhängigkeit von der Richtung des Sonnenwindmagnetfeldes: In der Ebene des Magnetfelds (hier war dies stets die  $xy$ -Ebene) entsteht durch die unterschiedliche Ausrichtung des Shocks zum Magnetfeld eine asymmetrische Struktur, senkrecht dazu ist der Bow Shock symmetrisch. Dies ist in Abb. 4.18 gut zu sehen, wo beide Ebenen dargestellt sind.

Die Nachtseite der Körper, wo sich jeweils die Wake- bzw. Tail-Region befindet, weist ebenfalls eine deutliche Asymmetrie bezüglich der vorherrschenden Magnetfeldrichtung auf. Dies zeigt sich im Fall des Mondes besonders deutlich in der  $yz$ -Ebene (Abb. 4.5), wo sich die Strukturen in Magnetfeld, Dichte und Geschwindigkeit entlang der vorherrschenden Feldrichtung einstellen. Der magnetische Tail der Venus ist durch die Drapierung in zwei Hälften mit positiver bzw. negativer  $B_Y$ -Komponente unterteilt. Der Verlauf der Grenze zwischen diesen Teilen wird durch die Richtung der  $B_Y$ - und  $B_Z$ -Komponenten festgelegt, ist also auch direkt vom Sonnenwind abhängig. Beim Ionen-Tail der Venus bestimmt die Richtung des Sonnenwindmagnetfelds die Lage des Ionentails und somit auch der umgekehrten  $B_Y$ -Komponente, wie in Abschnitt 4.2.5.3 gezeigt wurde. Somit wird die Ausrichtung der nachseitigen Strukturen beider Körper direkt vom Sonnenwindmagnetfeld bestimmt. Die hohe Sonnenwindgeschwindigkeit hingegen sorgt für eine große Ausdehnung dieser nachseitigen Strukturen, bei beiden Körpern reichen diese noch über die verwendete Simulationsbox hinaus, die auf der Nachtseite jeweils etliche Objektradien umfasst.

Ein Unterschied zeigt sich im Vergleich der Zeitskalen bei Veränderungen im anströmenden Sonnenwind: Der Mond-Wake reagiert hierauf quasi instantan, wie am Vergleich zwischen den reinen Sonnenwinddaten und der dynamischen Simulation bzw. den damit gut übereinstimmenden Messungen deutlich wurde: Abgesehen vom konstanten Offset, resultierend aus der Bewegung des Sonnenwindes, ist keine weitere Verzögerung erkennbar. Bei der Venus wirkt hingegen die starke Ionosphäre als eine Art Puffer, die eine sofortige Anpassung an geänderte Sonnenwindverhältnisse verzögert. Dies äußert sich in tag- und nachseitigen fossilen Feldern, die jeweils einige Minuten bestehen bleiben. Dabei wird der Abbau dieser Situation auf der Nachtseite noch von in den Tail eindringendem Sonnenwind beschleunigt. Die Neuausrichtung des Ionen-Tail und damit der Neuaufbau des Gebiets umgekehrter  $B_Y$ -Komponente, das an die Ionen gekoppelt ist, dauern mit ca. 30 min nochmal deutlich länger.



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Wechselwirkung des Sonnenwinds an unmagnetisierten Körpern betrachtet, wofür beispielhaft der Mond und die Venus mit dem 3D-Hybridsimulationscode A.I.K.E.F. untersucht wurden. Dieser wurde bereits zuvor mehrfach an diesen und ähnlichen Objekten erfolgreich verwendet. Neben der Beschreibung der stationären Wechselwirkung lag ein Schwerpunkt dieser Arbeit auch auf der Beschreibung der Auswirkung von dynamischen Veränderungen im Sonnenwind; die Anströmbedingungen wurden nach Erreichen einer quasistationären Situation modifiziert und die entstehenden transienten Effekte analysiert.

Der A.I.K.E.F.-Code erwies sich dabei für beide Objekte als sehr geeignet. Als Hybrid-Code, der die Bewegungsgleichungen der Ionen löst und damit Prozesse auf Zeit- und Längenskalen der Ionengyration gut behandeln kann, liegen beide Hindernisse hierfür im idealen Bereich. Auch waren Effekte, die auf der Teilchendynamik beruhen, ein wichtiger Bestandteil beider Untersuchungen. Die Gitterverfeinerungstechnik des Codes kam weiterhin bei den Venussimulationen zur Anwendung und ermöglichte die Simulation insbesondere der Ionosphäre mit signifikant erhöhter Auflösung gegenüber der fernerer Umgebung. Der hierdurch erreichte Rechenzeitgewinn machte die Simulationen mit hohen Auflösungen erst möglich. Die Untersuchungen des Mondfalls profitierten hingegen von der Fähigkeit des Codes, die Anströmparameter während des Laufzeit anhand von Messdaten ständig neu einzustellen, womit ein kompletter Vorbeiflug in Echtzeit simuliert werden konnte.

Im ersten Teil des Simulationskapitels wurden Simulationen des Mondes durchgeführt, basierend auf Daten des ersten ARTEMIS-P1-Durchflugs durch den Mondwake. Zusätzlich zu den üblichen stationären Simulationen wurde eine Simulation mit dynamischen, aus einem externen Datensatz stammenden Anströmbedingungen durchgeführt, um den gesamten Vorbeiflug von ca. 2 Stunden Dauer in Echtzeit nachzusimulieren. Dazu wurde der OMNI-Datensatz zeitlich an den Anfang der Simulationsbox verschoben und die Sonnenwindparameter wurden während der gesamten Laufzeit jede Echtzeitsekunde entsprechend angepasst. Die resultierende Trajektorie erlaubte einen direkten Vergleich mit den P1-Messdaten. Nur durch die dynamische Simulation war es möglich, die vom Mond verursachten Magnetfeldstörungen, die lediglich ca. 10% des Hintergrundwertes betragen, trotz des stark fluktuierenden Sonnenwind-Magnetfeldes herauszuarbeiten. Eine zusätzliche stationäre Simulation erlaubte weiterhin im Vergleich mit den Messdaten eine Trennung der vom Mond und von den Sonnenwindfluktuationen ausgelösten Effekte.

In der stationären wie auch der dynamischen Simulation konnten die bekannten Strukturen des Mondwakes (Colburn et al. 1967, Whang und Ness 1970) reproduziert werden. Auch die zwei gegensätzlichen Strömungen im Wake (Ogilvie et al. 1996) sowie die hier- von hervorgerufenen Störungen in der Mitte des Wakes sind in der Simulation enthalten, was nur bei Verwendung eines kinetischen Ansatzes mit anisotroper Geschwindigkeits- verteilung gelingen kann. Neben dem Vorbeiflug konnten auch Effekte im Wake gezeigt werden: So findet die Auffüllung des Wakes durch den umgebenden Sonnenwind zwar primär parallel zur Magnetfeldrichtung statt, direkt hinter dem Mond zeigte sich in der Simulation jedoch ein eher symmetrisches Verhalten. Die im Magnetfeld vorhandene x- Komponente führte dazu, dass in den Wake eindringende Teilchen je nach Ursprungs- richtung beschleunigt oder abgebremst werden, auch dieser Effekt konnte während des WIND-Flybys beobachtet werden (Ogilvie et al. 1996). Durch Berechnung der Wellen- ausbreitung konnte gezeigt werden, dass die Dichte- und Magnetfeldstrukturen mit den MHD-Moden übereinstimmen. Die schnellen, Alfvénischen und langsamen Moden sind mit ihren jeweiligen Geschwindigkeiten und Richtungen im simulierten Wake enthalten. Die Ebene senkrecht zum Sonnenwind kann somit als anschauliches Beispiel hierfür an- gesehen werden; das Bild erinnert direkt an ein Friedrichsdiagramm. Solche Dinge kön- nen nur durch die Messdaten nicht reproduziert werden; erst detaillierte Simulationen, die die Daten in die konsistente Plasmaumgebung des Mondes einbetten, machen solche Erkenntnisse möglich.

Der zweite Teil des Simulation Kapitels beschäftigte sich mit der Venus. Das erste Ziel war dabei zunächst die Reproduktion der magnetisierten und unmagnetisierten Zustän- de der Venus-Ionosphäre. Neben der ionosphärischen Dichte, die sich vergleichsweise langsam mit dem Sonnenzyklus ändert, bildet der Sonnenwind mit schnell wechselndem dynamischen Anströmdruck die Quelle für häufige Übergänge zwischen diesen beiden Zuständen. Für deren Simulationen mussten die Simulationsparameter in einer Reihe von Testläufen zuerst so angepasst werden, dass der Effekt besser bzw. überhaupt be- obachtet werden konnte. Ausgehend von den Venus-Simulationen von Martinecz et al. (2009) wurde insbesondere die Stärke der Ionosphäre erhöht, so dass der Sonnenwind nur durch die Ionosphäre ablenkt wurde. Vergleichssimulationen mit und ohne eingeschalt- etem Hindernis in der Simulationsbox bestätigten dieses Ergebnis. Statt des im vorhe- rigen Code verwendeten Fischaugen-Gitters verwendet A.I.K.E.F. verfeinerte Gitter, die die Auflösung mit jeder Stufe verdoppeln. Insbesondere bei der Magnetfeldaufstauung an der Ionosphäre hat sich eine starke Auflösungsabhängigkeit gezeigt. Zuletzt wurde auch die verwendete Hintergrund-Resistivität minimiert, insbesondere im ionosphärischen Be- reich, um eine Diffusion des Magnetfeldes im eigentlich nicht-resistiven Bereich der obern Ionosphäre bestmöglich zu verhindern. Durch diese Anpassungen konnte erstmals eine nicht-magnetisierte Situation qualitativ mit dem A.I.K.E.F.-Code simuliert werden, bei der das Magnetfeld nach der Aufstauung vor der Ionosphäre stark abnimmt, bis es den Planeten erreicht. Allerdings ist die Längenskala dieser Abnahme aufgrund der Auf- lösung und Hintergrund-Resistivität noch deutlich größer als die von PVO gemessenen 40 km (Luhmann und Cravens 1991), so dass das Magnetfeld in der Ionosphäre noch nicht vollständig verschwindet. Prinzipielle Reaktionen konnten mit den so eingestellten Simulationen jedoch beschrieben werden, so beispielsweise die Beeinflussung der Höhe der magnetischen Aufstauung durch den Anströmdruck des Sonnenwindes. Bei Erhöhung



der Anströmgeschwindigkeit ergab sich neben einer Zunahme der Aufstauungshöhe auch eine Absenkung des Aufstauungspunktes, was in Einklang mit Theorie und Experimenten steht.

Im Anschluss wurden Simulationen eines magnetischen Sektordurchgangs durchgeführt. Ausgehend von einer stationären Situation wurden die  $x$ - und  $y$ -Komponente des IMFs invertiert und die Prozesse beobachtet. Dabei gelang es, kurzzeitige fossile Felder in der Venus-Ionosphäre zu erhalten. Ein solcher Effekt wurde bereits bei anderen ähnlichen Himmelskörpern nachgewiesen, für Venus liegen jedoch noch keine entsprechenden Messdaten vor, was auf eine eher kurze Verweilzeit dieser fossilen Felder hindeutet. In der Simulation lag diese Verweilzeit auf der Tagseite bei wenigen Minuten, was aufgrund der in der Simulation vorhandenen Hintergrund-Resistivität eher eine untere Abgrenzung darstellt.

Es konnte auch gezeigt werden, dass fossile Felder ebenfalls auf der Nachtseite, entlang des Tails, existieren. Für diese wurde aufgrund ihrer größeren räumlichen Ausdehnung eine längere Verweilzeit der fossilen Felder erwartet. Allerdings dringt durch den Sektordurchgang schneller Sonnenwind in die Region des Ionentails ein; dieser verhindert einen langen Verbleib der fossilen Felder im Tail. Trotz der höheren räumlichen Ausdehnung war die Verweilzeit in den Simulationen mit ca. 8 min nur doppelt so hoch wie auf der Tagseite.

Mit einem Bereich umgekehrter  $B_y$ -Komponente konnte neben der zuvor betrachteten drapierten  $B_x$ -Komponente im Tail eine weitere signifikante Magnetfeldstruktur ausgemacht werden, deren Verhalten bei einem Sektordurchgang untersucht werden sollte. Da diese Struktur nur in Anwesenheit von planetaren Ionen auftritt, ist ihre Ausprägung mit einer deutlich längeren Zeitskala verbunden. Bereits kurz nach der Umkehr der Feldrichtung des anströmenden Sonnenwindes ist sie nicht mehr sichtbar, da ihre Orientierung nun der ihrer Umgebung entspricht. Es dauerte danach in den Simulationen etwa eine halbe Stunde, bis erneut ein solches Gebiet entwickelte bzw. eine ganze Stunde, bis dieses wieder annähernd die zuvor vorgefundene Ausdehnung erreicht hatte. Neben den schweren planetaren Ionen, bei denen die Anpassung wegen der hohen Trägheit und den langsamen Geschwindigkeiten recht lange dauert, gibt es mit diesem Bereich umgekehrter  $B_y$ -Komponente also auch eine Magnetfeldstruktur, an der ein vorheriger Sektordurchgang noch länger als nur wenige Minuten nachgewiesen werden kann.

Im abschließenden Teil des Simulationskapitels wurden die am Mond und an der Venus beobachteten Effekte verglichen. Trotz offensichtlicher Unterschiede ist beiden Fällen die direkte Beeinflussung der Lage der entstandenen Plasmastrukturen durch die Richtung des Sonnenwindmagnetfeldes gemein. Auch die Richtung der Teilchenbewegung wird jeweils durch das anliegende IMF kontrolliert. Die stark supersonische Geschwindigkeit des anströmenden Sonnenwindes sorgt zudem in beiden Fällen für ausgedehnte nachseitige Strukturen. Im Fall der Venus sorgt die Ionosphäre bzw. die Ionen im Tail für eine Verzögerung bei der Reaktion auf dynamische Sonnenwindveränderungen, beim Mond hingegen kommt es zu keiner Verzögerung, die Strukturen im Wake passen sich direkt dem umgebenden Sonnenwind an.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen an nicht-magnetisierten Körpern könnten zukünftig noch erweitert werden. Zunächst steigen mit wachsenden Rechenkapazitäten auch die Simulationsmöglichkeiten weiter an; insbesondere an der Venus könnten höhere Auflösungen noch zu einer besseren Beschreibung der ionosphärischen Magnetisierungszustände führen. Auch wäre es wünschenswert, die Venus ähnlich wie den Mond mit einer Resistivität auszustatten, so dass das in den Planeten bzw. in die Atmosphäre eindringende Feld dort schnell hindurchdiffundiert wird. Die dafür nötige Resistivität benötigt derzeit jedoch eine starke Glättung, zu starke Gradienten im Resistivitätsprofil können aus numerischen Gründen nicht realisiert werden. Eine solche Glättung konnte bei den Simulationen des Mondes problemlos angewendet werden, da es in dessen unmittelbarer Nähe keine relevanten Strukturen, insbesondere des Magnetfeldes, gab. Bei der Venus hätte eine analoge Simulationseinstellung jedoch zur Folge, dass auch in der oberen Ionosphäre noch eine hohe Resistivität vorliegt, die das Auftreten der magnetischen Aufstauungsregion verhindert. Entsprechende Simulationen waren daher bisher nicht sinnvoll umsetzbar, würden aber die Möglichkeiten zur Abbildung der Magnetisierungszustände deutlich verbessern. Für den Mond könnten noch die aus neueren Messungen bekannten Phänomene wie reflektierte Protonen oder herausgeschlagene schwerere Teilchen umgesetzt werden, um die Auffüllung des Wakes noch genauer untersuchen zu können. Da der A.I.K.E.F.-Code diese Teilchen separat von Sonnenwindteilchen ausgeben kann, könnte so eine Trennung der Auffüllungsquellen gezeigt werden, die aus Messdaten allein nur schlecht ermittelt werden kann. Eine mögliche Erweiterung des A.I.K.E.F.-Codes könnte in der Beschreibung von Krustenmagnetfeldern bestehen, was die Untersuchung einer weiteren Komponenten der globalen Sonnenwindwechselwirkung des Mondes (aber auch des Mars) ermöglichen würde.

# Literaturverzeichnis

- Angelopoulos, V., 2011, The ARTEMIS Mission, *Space Sci. Rev.*, 165, 3–25
- Angsmann, A., Fränz, M., Dubinin, E., Woch, J., Barabash, S., Zhang, T. L., Motschmann, U., 2011, Magnetic states of the ionosphere of Venus observed by Venus Express, *Planet. Space Sci.*, 59, 327–337
- Auster, H. U., Glassmeier, K. H., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., Fischer, D., Fornacon, K. H., Georgescu, E., Harvey, P., Hillenmaier, O., Kroth, R., Ludlam, M., Narita, Y., Nakamura, R., Okrafka, K., Plaschke, F., Richter, I., Schwarzl, H., Stoll, B., Valavanoglou, A., Wiedemann, M., 2008, The THEMIS flux-gate magnetometer, *Space Sci. Rev.*, 141, 235–264
- Bagdonat, T., 2005, Hybrid Simulation of Weak Comets, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- Bagdonat, T., Motschmann, U., 2002a, From a Weak to a Strong Comet - 3d Global Hybrid Simulation Studies, *Earth Moon Planets*, 90, 305–321
- Bagdonat, T., Motschmann, U., 2002b, 3D Hybrid Simulation Code Using Curvilinear Coordinates, *J. Comput. Phys.*, 183, 470–485
- Barabash, S., Sauvaud, J.-A., Gunell, H., Andersson, H., Grigoriev, A., Brinkfeldt, K., Holmström, M., Lundin, R., Yamauchi, M., Asamura, K., Baumjohann, W., Zhang, T. L., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Fedorov, A., Mazelle, C., Thocaven, J.-J., Grande, M., Koskinen, H. E. J., Kallio, E., Säles, T., Riihela, P., Kozyra, J., Krupp, N., Woch, J., Luhmann, J., McKenna-Lawlor, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Mura, M., Milillo, M., Maggi, M., Roelof, E., Brandt, P., Russell, C. T., Szego, K., Winningham, J. D., Frahm, R. A., Scherrer, J., Sharber, J. R., Wurz, P., Bochsler, P., 2007, The Analyser of Space Plasmas and Energetic Atoms (ASPERA-4) for the Venus Express mission, *Planet. Space Sci.*, 55, 1772–1792
- Bauer, S. J., Brace, L. H., Hunten, D. M., Intriligator, D. S., Knudsen, W. C., Nagy, A. F., Russell, C. T., Scarf, F. L., Wolfe, J. H., 1977, The Venus ionosphere and solar wind interaction, *Space Sci. Rev.*, 20, 413–430
- Bertucci, C., Achilleos, N., Dougherty, M. K., Modolo, R., Coates, A. J., Szego, K., Masters, A., Ma, Y., Neubauer, F. M., Garnier, P., Wahlund, J.-E., Young, D. T., 2008, The Magnetic Memory of Titan's Ionized Atmosphere, *Science*, 321, 1475–1478

- Birch, P. C., Chapman, S. C., 2002, Two dimensional particle-in-cell simulations of the lunar wake, *Phys. Plasmas*, 9, 1785–1789
- Boesswetter, A., Lammer, H., Kulikov, Y., Motschmann, U., Simon, S., 2010, Non-thermal water loss of the early Mars: 3D multi-ion hybrid simulations, *Planet. Space Sci.*, 58, 2031–2043
- Bößwetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Sauer, K., 2004, Plasma boundaries at Mars: a 3-D simulation study, *Ann. Geophys.*, 22, 4363–4379
- Brace, L. H., Kliore, A. J., 1991, The structure of the Venus ionosphere, *Space Sci. Rev.*, 55, 81–163
- Colburn, D. S., Currie, R. G., Mihalov, J. D., Sonett, C. P., 1967, Diamagnetic Solar-Wind Cavity Discovered behind Moon, *Science*, 158, 1040–1042
- Colin, L., Hall, C. F., 1977, The Pioneer Venus program, *Space Sci. Rev.*, 20, 283–306
- Du, J., Wang, C., Zhang, T. L., Kallio, E., 2013, Asymmetries of the magnetic field line draping shape around Venus, *J. Geophys. Res. (Space)*, 118, 6915–6920
- Dubinin, E., Fraenz, M., Zhang, T., Woch, J., Wei, Y., Fedorov, A., Barabash, S., Lundin, R., 2013, Plasma in the Near Venus Tail - Venus Express Observations, *J. Geophys. Res. (Space)*
- Dyal, P., Parkin, C. W., Daily, W. D., 1974, Magnetism and the interior of the moon, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 12, 568–591
- Elphic, R. C., Russell, C. T., Luhmann, J. G., Scarf, F. L., Brace, L. H., 1981, The Venus ionopause current sheet - Thickness length scale and controlling factors, *J. Geophys. Res.*, 86, 11 430–11 438
- Fox, J. L., 2007, Near-terminator Venus ionosphere: How Chapman-esque?, *J. Geophys. Res. (Planets)*, 112, E04S02
- Fox, J. L., 2008, Morphology of the dayside ionosphere of Venus: Implications for ion outflows, *J. Geophys. Res. (Planets)*, 113, E11001
- Georgescu, E., Plaschke, F., Auster, U., Fornaçon, K.-H., Frey, H. U., 2011, Modelling of spacecraft spin period during eclipse, *Ann. Geophys.*, 29, 875–882
- Goswami, J. N., Annadurai, M., 2008, Chandrayaan-1 mission to the moon, *Acta Astronaut.*, 63, 1215 – 1220, ISSN 0094-5765
- Grünwaldt, H., Neugebauer, M., Hilchenbach, M., Bochsler, P., Hovestadt, D., Bürgi, A., Ipavich, F. M., Reiche, K.-U., Axford, W. I., Balsiger, H., Galvin, A. B., Geiss, J., Gliem, F., Gloeckler, G., Hsieh, K. C., Kallenbach, R., Klecker, B., Livi, S., Lee, M. A., Managadze, G. G., Marsch, E., Möbius, E., Scholer, M., Verigin, M. I., Wilken, B., Wurz, P., 1997, Venus tail ray observation near Earth, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1163–1166

- Halekas, J. S., Saito, Y., Delory, G. T., Farrell, W. M., 2011, New views of the lunar plasma environment, *Planet. Space Sci.*, 59, 1681–1694
- Huixian, S., Shuwu, D., Jianfeng, Y., Ji, W., Jingshan, J., 2005, Scientific objectives and payloads of Chang'E-1 lunar satellite, *J. Earth Syst. Sci.*, 114, 789–794
- Jarvinen, R., Kallio, E., Sillanpää, I., Janhunen, P., 2008, Hybrid modelling the Pioneer Venus Orbiter magnetic field observations, *Adv. Space Res.*, 41, 1361–1374
- Jarvinen, R., Kallio, E., Janhunen, P., Barabash, S., Zhang, T. L., Pohjola, V., Sillanpää, I., 2009, Oxygen ion escape from Venus in a global hybrid simulation: role of the ionospheric  $O^+$  ions, *Ann. Geophys.*, 27, 4333–4348
- Jarvinen, R., Kallio, E., Dyadechkin, S., 2013, Hemispheric asymmetries of the Venus plasma environment, *J. Geophys. Res. (Space)*, 118, 4551–4563
- Jin, H., Maezawa, K., Mukai, T., 2008, The critical solar wind pressure for IMF penetration into the Venus ionosphere, *J. Geophys. Res. (Space)*, 113, A02309
- Kallio, E., Jarvinen, R., Janhunen, P., 2006, Venus-solar wind interaction: Asymmetries and the escape of  $O^+$  ions, *Planet. Space Sci.*, 54, 1472–1481, [arXiv:physics/0603243](https://arxiv.org/abs/physics/0603243)
- Kallio, E., Zhang, T. L., Barabash, S., Jarvinen, R., Sillanpää, I., Janhunen, P., Fedorov, A., Sauvaud, J.-A., Mazelle, C., Thocaven, J.-J., Gunell, H., Andersson, H., Grigoriev, A., Brinkfeldt, K., Futaana, Y., Holmström, M., Lundin, R., Yamauchi, M., Asamura, K., Baumjohann, W., Lammer, H., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Koskinen, H. E. J., Säles, T., Schmidt, W., Riihelä, P., Kozyra, J., Krupp, N., Woch, J., Luhmann, J. G., McKenna-Lawlor, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Mura, A., Milillo, A., Maggi, M., Roelof, E., Brandt, P., Russell, C. T., Szego, K., Winningham, J. D., Frahm, R. A., Scherrer, J. R., Sharber, J. R., Wurz, P., Bochslers, P., 2008, The Venusian induced magnetosphere: A case study of plasma and magnetic field measurements on the Venus Express mission, *Planet. Space Sci.*, 56, 796–801
- Kato, M., Sasaki, S., Takizawa, Y., 2010, The Kaguya Mission Overview, *Space Sci. Rev.*, 154, 3–19
- Kliore, A., Levy, G. S., Cain, D. L., Fjeldbo, G., Rasool, S. I., 1967, Atmosphere and Ionosphere of Venus from the Mariner V S-Band Radio Occultation Measurement, *Science*, 158, 1683–1688
- Knudsen, W. C., Miller, K. L., 1992, The Venus transterminator ion flux at solar maximum, *J. Geophys. Res.*, 97, 17 165
- Kriegel, H., Simon, S., Müller, J., Motschmann, U., Saur, J., Glassmeier, K.-H., Dougherty, M. K., 2009, The plasma interaction of Enceladus: 3D hybrid simulations and comparison with Cassini MAG data, *Planet. Space Sci.*, 57, 2113–2122

- Lin, R. P., Mitchell, D. L., Curtis, D. W., Anderson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Acuna, M. H., Hood, L. L., Binder, A., 1998, Lunar Surface Magnetic Fields and Their Interaction with the Solar Wind: Results from Lunar Prospector, *Science*, 281, 1480
- Linker, J. A., Kivelson, M. G., Walker, R. J., 1988, An MHD simulation of plasma flow past Io - Alfvén and slow mode perturbations, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 1311–1314
- Lipatov, A. S., Motschmann, U., Bagdonat, T., Grießmeier, J.-M., 2005, The interaction of the stellar wind with an extrasolar planet-3D hybrid and drift-kinetic simulations, *Planet. Space Sci.*, 53, 423–432
- Liu, K., Kallio, E., Jarvinen, R., Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Kulikov, Y. N., Terada, N., Zhang, T. L., Janhunen, P., 2009, Hybrid simulations of the  $O^+$  ion escape from Venus: Influence of the solar wind density and the IMF x component, *Adv. Space Res.*, 43, 1436–1441
- Luhmann, J. G., Cravens, T. E., 1991, Magnetic fields in the ionosphere of Venus, *Space Sci. Rev.*, 55, 201–274
- Luhmann, J. G., Russell, C. T., Elphic, R. C., 1984, Time scales for the decay of induced large-scale magnetic fields in the Venus ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 89, 362–368
- Ma, G., Marubashi, K., Maruyama, T., 1999, Heliospheric current sheet inclinations at Venus and Earth, *Ann. Geophys.*, 17, 642–649
- Martinez, C., Boeswetter, A., Fränz, M., Roussos, E., Woch, J., Krupp, N., Dubinin, E., Motschmann, U., Wiehle, S., Simon, S., Barabash, S., Lundin, R., Zhang, T. L., Lammer, H., Lichtenegger, H., Kulikov, Y., 2009, Plasma environment of Venus: Comparison of Venus Express ASPERA-4 measurements with 3-D hybrid simulations, *J. Geophys. Res. (Space)*, 114, E00B30
- McFadden, J. P., Carlson, C. W., Larson, D., Ludlam, M., Abiad, R., Elliott, B., Turin, P., Marckwordt, M., Angelopoulos, V., 2008, The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration, *Space Sci. Rev.*, 141, 277–302
- Müller, J., 2009, Entwicklung eines numerischen Modells zur Untersuchung der Wechselwirkung leitfähiger Objekte mit dem Sonnenwind, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig
- Müller, J., 2011, A.I.K.E.F.: An Adaptive Hybrid Model with Application to Fossil Fields at Titan and Mercury's Double Magnetopause, Dissertation, Technische Universität Braunschweig
- Müller, J., Simon, S., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., Saur, J., Schüle, J., Pringle, G. J., 2010, Magnetic field fossilization and tail reconfiguration in Titan's plasma environment during a magnetopause passage: 3D adaptive hybrid code simulations, *Planet. Space Sci.*, 58, 1526–1546
- Müller, J., Simon, S., Motschmann, U., Schüle, J., Glassmeier, K.-H., Pringle, G. J., 2011, A.I.K.E.F.: Adaptive hybrid model for space plasma simulations, *Comput. Phys. Commun.*, 182, 946–966

- Müller, J., Simon, S., Wang, Y.-C., Motschmann, U., Heyner, D., Schüle, J., Ip, W.-H., Kleindienst, G., Pringle, G. J., 2012, Origin of Mercury's double magnetopause: 3D hybrid simulation study with A.I.K.E.F., *Icarus*, 218, 666–687
- Ness, N. F., 1965, The Magnetohydrodynamic Wake of the Moon, *J. Geophys. Res.*, 70, 517–534
- Ness, N. F., Searce, C. S., Seek, J. B., 1964, Initial Results of the Imp 1 Magnetic Field Experiment, *J. Geophys. Res.*, 69, 3531–3569
- Ogilvie, K. W., Steinberg, J. T., Fitzenreiter, R. J., Owen, C. J., Lazarus, A. J., Farrell, W. M., Torbert, R. B., 1996, Observations of the lunar plasma wake from the WIND spacecraft on December 27, 1994, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 1255–1258
- Pätzold, M., Häusler, B., Bird, M. K., Tellmann, S., Mattei, R., Asmar, S. W., Dehant, V., Eidel, W., Imamura, T., Simpson, R. A., Tyler, G. L., 2007, The structure of Venus' middle atmosphere and ionosphere, *Nature*, 450, 657–660
- Raeder, J., Neubauer, F. M., Ness, N. F., Burlaga, L. F., 1987, Macroscopic Perturbations of the IMF by p/ Halley as Seen by the Giotto Magnetometer, *Astron. Astrophys.*, 187, 61
- Ranocha, H., 2013, Erweiterung des Hybrid-Codes für A.I.K.E.F. um eine Energiegleichung für das Elektronenfluid, Bachelorarbeit, Technische Universität Braunschweig
- Roussos, E., Müller, J., Simon, S., Bößwetter, A., Motschmann, U., Krupp, N., Fränz, M., Woch, J., Khurana, K. K., Dougherty, M. K., 2008, Plasma and fields in the wake of Rhea: 3-D hybrid simulation and comparison with Cassini data, *Ann. Geophys.*, 26, 619–637
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Strangeway, R. J., 2006, The solar wind interaction with Venus through the eyes of the Pioneer Venus Orbiter, *Planet. Space Sci.*, 54, 1482–1495
- Sharp, L. R., Coleman, Jr., P. J., Lichtenstein, B. R., Russell, C. T., Schubert, G., 1973, Orbital Mapping of the Lunar Magnetic Field, *Moon*, 7, 322–341
- Shimazu, H., Tanaka, M., 2008, Numerical simulation of small-scale low- $\beta$  magnetic flux ropes in the upper ionospheres of Venus and Mars, *Planet. Space Sci.*, 56, 1542–1551
- Simon, S., Motschmann, U., 2009, Titan's induced magnetosphere under non-ideal upstream conditions: 3D multi-species hybrid simulations, *Planet. Space Sci.*, 57, 2001–2015
- Simon, S., Bößwetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., 2006, Plasma environment of Titan: a 3-D hybrid simulation study, *Ann. Geophys.*, 24, 1113–1135
- Simon, S., Boesswetter, A., Bagdonat, T., Motschmann, U., Schuele, J., 2007, Three-dimensional multispecies hybrid simulation of Titan's highly variable plasma environment, *Ann. Geophys.*, 25, 117–144

- Simon, S., Kriegel, H., Saur, J., Wennmacher, A., Neubauer, F. M., Roussos, E., Motschmann, U., Dougherty, M. K., 2012, Analysis of Cassini magnetic field observations over the poles of Rhea, *J. Geophys. Res. (Space)*, 117, A07211
- Slavin, J. A., Acuña, M. H., Anderson, B. J., Baker, D. N., Benna, M., Gloeckler, G., Gold, R. E., Ho, G. C., Killen, R. M., Korth, H., Krimigis, S. M., McNutt, R. L., Nittler, L. R., Raines, J. M., Schriver, D., Solomon, S. C., Starr, R. D., Trávníček, P., Zurbuchen, T. H., 2008, Mercury's Magnetosphere After MESSENGER's First Flyby, *Science*, 321, 85–
- Svedhem, H., Titov, D., Taylor, F., Witasse, O., 2009, Venus Express mission, *J. Geophys. Res. (Planets)*, 114, E00B33
- Taylor, F. W., 2006, Venus before Venus Express, *Planet. Space Sci.*, 54, 1249–1262
- Terada, N., Machida, S., Shinagawa, H., 2002, Global hybrid simulation of the Kelvin-Helmholtz instability at the Venus ionopause, *J. Geophys. Res. (Space)*, 107, 1471
- Terada, N., Shinagawa, H., Tanaka, T., Murawski, K., Terada, K., 2009, A three-dimensional, multispecies, comprehensive MHD model of the solar wind interaction with the planet Venus, *J. Geophys. Res. (Space)*, 114, A09208
- Trávníček, P., Hellinger, P., Schriver, D., Bale, S. D., 2005, Structure of the lunar wake: Two-dimensional global hybrid simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L06102
- Wang, Y. C., Ness, N. F., 1970, Observations and interpretation of the lunar Mach cone., *J. Geophys. Res.*, 75, 6002–6010
- Wiehle, S., Plaschke, F., Motschmann, U., Glassmeier, K.-H., Auster, H. U., Angelopoulos, V., Mueller, J., Kriegel, H., Georgescu, E., Halekas, J., Sibeck, D. G., McFadden, J. P., 2011, First lunar wake passage of ARTEMIS: Discrimination of wake effects and solar wind fluctuations by 3D hybrid simulations, *Planet. Space Sci.*, 59, 661–671
- Williams, D. R., 2011, Chronology of Venus Exploration, National Space Science Data Center, [http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/chronology\\_venus.html](http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/chronology_venus.html) [05.01.2014]
- Williams, D. R., 2013, Lunar Exploration Timeline, National Space Science Data Center, <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/lunar/lunartimeline.html> [05.01.2014]
- Zhang, T. L., Baumjohann, W., Delva, M., Auster, H.-U., Balogh, A., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Berghofer, G., Biernat, H. K., Lammer, H., Lichtenegger, H., Magnes, W., Nakamura, R., Penz, T., Schwingenschuh, K., Vörös, Z., Zambelli, W., Fornacon, K.-H., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Carr, C., Kudela, K., Shi, J. K., Zhao, H., Motschmann, U., Lebreton, J.-P., 2006, Magnetic field investigation of the Venus plasma environment: Expected new results from Venus Express, *Planet. Space Sci.*, 54, 1336–1343
- Zhang, T. L., Delva, M., Baumjohann, W., Auster, H.-U., Carr, C., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Kudela, K., Berghofer, G., Biernat, H. K., Lammer, H., Lichtenegger, H., Magnes, W., Nakamura, R., Schwingenschuh, K., Volwerk, M., Vörös, Z.,



- Zambelli, W., Fornacon, K.-H., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Balogh, A., Schwarzl, H., Pope, S. A., Shi, J. K., Wang, C., Motschmann, U., Lebreton, J.-P., 2007, Little or no solar wind enters Venus' atmosphere at solar minimum, *Nature*, 450, 654–656
- Zhang, T. L., Baumjohann, W., Du, J., Nakamura, R., Jarvinen, R., Kallio, E., Du, A. M., Balikhin, M., Luhmann, J. G., Russell, C. T., 2010, Hemispheric asymmetry of the magnetic field wrapping pattern in the Venusian magnetotail, *Geophys. Res. Lett.*, 37, L14202



## Danksagungen

Ich danke meinem Betreuer Prof. Dr. Uwe Motschmann für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe promovieren zu dürfen und für die fortwährende Betreuung während meiner gesamten Promotionsphase. Die Besprechungen, bei denen er stets die Prozesse und Grundlagen veranschaulichen konnte, sowie die Anregungen und Fragen, die er zu dieser Arbeit gab und hatte, haben mir sehr geholfen und viele neue Erkenntnisse beschert. Außerdem danke ich ihm für die Ermöglichung aller Konferenzbesuche im In- und Ausland, die viele neue Eindrücke physikalischer wie persönlicher Natur zurückließen.

Zudem danke ich auch Herrn Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier, nicht nur für die Übernahme des Zweitgutachtens, sondern insbesondere für eine sehr gute Zusammenarbeit während meiner Promotionszeit. Die Arbeiten über den Mond wären ohne seine Koordination und Anregungen wohl nie entstanden.

Ich danke auch Ferdinand Plaschke, der nicht nur essentielle Beiträge zur entstandenen ARTEMIS-Veröffentlichung gebracht hat, sondern mich in San Francisco auch der Themis-Community und damit der wissenschaftlichen Community an sich näher brachte.

Auch gilt mein Dank Markus Fränz vom MPS, der viele Anregungen für meine Venus-Untersuchungen gab und mir etliche Datensätze zur Verfügung stellte, um die Simulationen verbessern zu können. Ebenso danke ich Anne Angsmann, die mir viel über Datenanalyse und die magnetisierten und nicht-magnetisierten Zustände der Venus-Ionosphäre erklärt hat.

Mein Dank gilt ebenso Joachim Müller, ohne dessen Simulationscode diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Weiterhin danke ich auch Hendrik Kriegel, der an vielen Stellen wichtige Punkte angestoßen und die richtigen Fragen gestellt hat; außerdem danke ich ihm für die Fahrten zu SHV, wenn es mal wieder neue Rechner oder Monitore abzuholen gab. Ich danke auch Yoann Vernisse, mit dem ich viele konstruktive physikalische und nicht-physikalische Diskussionen führte, sowie Patrick Meier für die schönen Aufenthalte in Wien und San Francisco. Björn Willenberg danke ich für seine Hilfestellungen mit Linux und unseren Druckern; beides hat mir meine Aufgaben als Systemadministrator mitunter sehr erleichtert. Außerdem danke ich diesen und allen anderen Mitglieder unseres Instituts und des IMaPh für viele interessante Diskussionen beim Mittagessen und danach.

Zudem danke ich auch meinen Freunden für die vielen vergnüglichen Wochendend-Nachmittage (oder auch ganze Wochenenden) um den Rollen- oder Brettspieltisch.

Zu guter Letzt danke ich auch meinen Eltern, die mich während des Studiums und der Promotion immer unterstützt haben, vielen, vielen Dank.